



**Evaluation de la production du  $J/\psi$ , rapportée aux événements de biais minimum, dans les collisions In-In à 158 GeV/c par nucléon en fonction de la centralité de la réaction mesurée avec le télescope à vertex de l'expérience NA60.**

L. Chapsal

► **To cite this version:**

L. Chapsal. Evaluation de la production du  $J/\psi$ , rapportée aux événements de biais minimum, dans les collisions In-In à 158 GeV/c par nucléon en fonction de la centralité de la réaction mesurée avec le télescope à vertex de l'expérience NA60.. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2009. Français. NNT : . tel-00519891

**HAL Id: tel-00519891**

**<https://theses.hal.science/tel-00519891>**

Submitted on 21 Sep 2010

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Numéro d'ordre : DU 1770  
EDSF : 541

PCCF T 0901

**UNIVERSITE CLERMONT-FERRAND II - BLAISE PASCAL**

(U.F.R. de Recherche Scientifique et Technique)

**ECOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES**

# THÈSE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

SPÉCIALITÉ : PHYSIQUE DES PARTICULES

**Ludovic CHAPSAL**

**Evaluation de la production du  $J/\Psi$  , rapportée aux événements de biais minimum, dans les collisions In-In à 158 GeV/c par nucléon en fonction de la centralité de la réaction mesurée avec le télescope à vertex de l'expérience NA60.**

Thèse soutenue le 24 septembre 2009 devant la commission d'examen :

Président :	A. Baldit
Examineurs :	J.Y. Grossiord
	D. Jouan
	L. Luquin
	R. Shahoyan
Directeurs de thèse :	P. Force
	F. Manso



Je remercie Monsieur le Professeur Alain Baldit, Directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de l'Université Blaise Pascal, de m'avoir accueilli au sein de ce laboratoire et d'avoir présidé le jury de ma thèse.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur Paul Force, directeur de thèse et ancien responsable de l'équipe NA60, ainsi que Monsieur Franck Manso, Maître de Conférences et actuel responsable de l'équipe NA60, d'avoir permis d'effectuer ma thèse dans cette équipe.

Ces remerciements vont tout particulièrement à Paul Force pour l'originalité du sujet proposé, et à Franck Manso pour sa ténacité et son aide indispensable qui ont permis la concrétisation de ce travail.

Je tiens à remercier chaleureusement Monsieur Ruben Shahoyan, chercheur au CERN, d'avoir accepté de participer à mon jury et d'avoir contribué à ce travail grâce à sa patience et ses conseils.

J'adresse tous mes remerciements à Monsieur Denis Jouan, chercheur au CNRS, à Monsieur Lionel Luquin, Directeur de l'Ecole des Mines à Nantes et à Monsieur Jean-Yves Grossiord, Directeur de Recherche à l'IPNL, d'avoir accepté de participer à mon jury et de juger ce travail.

Je tiens à associer à ces remerciements toute l'équipe NA60 du LPC : Monsieur Jean Castor, Monsieur André Devaux et Monsieur Pierre Saturnini pour leur soutien et les dialogues constructifs dont j'ai pu profiter tout au long de ma thèse. Je tiens à les remercier tout particulièrement pour leur aide précieuse lors de la relecture du document de la thèse.





# Table des matières

<b>1</b>	<b>Le Plasma de Quarks et de Gluons</b>	<b>1</b>
1.1	Les quarks dans le Modèle Standard . . . . .	1
1.1.1	Le Modèle Standard . . . . .	1
1.1.2	Le modèle des quarks . . . . .	2
1.2	La Chromodynamique Quantique (QCD) . . . . .	5
1.2.1	Le Lagrangien de QCD . . . . .	5
1.2.2	La constante de couplage de QCD . . . . .	7
1.2.3	La symétrie chirale . . . . .	9
1.3	Le plasma de quarks et de gluons . . . . .	11
1.3.1	Le modèle du sac . . . . .	11
1.3.2	Transition de phase et QCD sur réseau . . . . .	13
1.3.3	Le diagramme de phases de QCD . . . . .	17
1.4	Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes . . . . .	18
1.4.1	Introduction . . . . .	18
1.4.2	Variables cinématiques . . . . .	20
1.4.3	Évolution spatio-temporelle d'une collision : scénario de Bjorken	21
1.4.4	La centralité d'une collision . . . . .	25
1.4.5	La production de dileptons dans les collisions d'ions lourds . . .	26
1.4.5.1	Production directe de dileptons . . . . .	26
1.4.5.2	Production indirecte de dileptons . . . . .	28
1.4.6	Effet dans l'état initial . . . . .	31
1.4.6.1	L'écrantage nucléaire ou "shadowing" . . . . .	31
1.4.6.2	Effet Cronin . . . . .	33
1.4.6.3	Le "Color Glass Condensate" ou CGC . . . . .	33
<b>2</b>	<b>Les signatures du plasma de quarks et de gluons</b>	<b>37</b>
2.1	Les observables globales . . . . .	37
2.1.1	La densité d'énergie . . . . .	37
2.1.2	La multiplicité . . . . .	39
2.1.3	Modèle statistique de production de hadrons . . . . .	40
2.2	Production d'étrangeté . . . . .	42
2.2.1	Les rapports $K^+/\pi$ , $K^-/\pi$ , $\Lambda/\pi$ et $\Xi^-/\pi$ . . . . .	43
2.2.2	Production de baryons et anti-baryons étranges . . . . .	45
2.2.3	Production du méson $\phi$ . . . . .	46
2.3	Modification des résonances de basses masses . . . . .	49
2.4	La production de photons et de dileptons thermiques . . . . .	51
2.5	Effets collectifs . . . . .	54

2.5.1	Flot radial . . . . .	54
2.5.2	Flot elliptique . . . . .	57
2.6	Pertes d'énergie des partons dans un milieu dense . . . . .	62
2.6.1	La suppression des jets ou "jet quenching" . . . . .	62
2.6.2	Corrélation azimutale des dihadrons . . . . .	64
2.7	La suppression des quarkonia comme sonde du PQG . . . . .	65
2.7.1	Dissociation des quarkonia dans un PQG . . . . .	65
2.7.1.1	Écrantage de couleur . . . . .	65
2.7.1.2	Dissociation du $J/\Psi$ par les gluons . . . . .	69
2.7.2	La production des quarkonia . . . . .	70
2.7.2.1	Modèle d'évaporation de couleur . . . . .	70
2.7.2.2	Modèle du singulet de couleur . . . . .	71
2.7.2.3	Modèle de l'octet de couleur . . . . .	72
2.7.3	Étude de la production du $J/\Psi$ au SPS . . . . .	74
2.7.3.1	La suppression normale . . . . .	74
2.7.3.2	La suppression anormale . . . . .	76
2.7.4	Étude de la production du $J/\Psi$ au RHIC . . . . .	78
2.7.5	Étude de la production des quarkonia au LHC . . . . .	81
2.7.6	Comparaison des résultats de production de $J/\Psi$ avec différents modèles . . . . .	82
2.7.6.1	Modèles de type plasma . . . . .	82
2.7.6.2	Modèle des "comovers" . . . . .	84
2.7.6.3	Percolation partonique . . . . .	86
2.7.6.4	Suppression et recombinaison . . . . .	87
<b>3</b>	<b>Dispositif expérimental NA60</b>	<b>91</b>
3.1	Introduction . . . . .	91
3.2	Dispositif expérimental NA60 . . . . .	92
3.3	Le faisceau . . . . .	93
3.4	Le détecteur de faisceau (BS) . . . . .	94
3.5	Le système cible . . . . .	96
3.6	Le télescope à vertex (VT) . . . . .	97
3.6.1	L'aimant dipolaire PT7 . . . . .	97
3.6.2	Les plans de trajectographie . . . . .	99
3.6.3	Performances . . . . .	101
3.7	Le compteur d'interaction (IC) . . . . .	102
3.8	Le calorimètre à zéro degré (ZDC) et le "quartz blade" . . . . .	104
3.9	Le spectromètre à muons . . . . .	106
3.9.1	Les absorbeurs hadroniques . . . . .	107
3.9.2	L'aimant toroïdal (ACM) . . . . .	109
3.9.3	Les hodoscopes de déclenchement . . . . .	111
3.9.4	Les chambres proportionnelles à fils (MWPC) . . . . .	112
3.10	Architecture de l'acquisition . . . . .	113

<b>4</b>	<b>Optimisation de la reconstruction des traces dans le VT</b>	<b>115</b>
4.1	Reconstruction des données . . . . .	116
4.1.1	Reconstruction des traces dans le spectromètre à muons . . . . .	116
4.1.2	Reconstruction des traces dans le télescope à vertex (VT) . . . . .	118
4.1.3	Détermination du vertex d'interaction . . . . .	122
4.1.4	Mise en concordance des traces entre le télescope à vertex et le spectromètre à muons . . . . .	124
4.2	Alignement des plans de pixels du VT . . . . .	127
4.2.1	Introduction . . . . .	127
4.2.2	Méthodes d'alignement . . . . .	127
4.2.2.1	La méthode des résidus . . . . .	127
4.2.2.2	L'ajustement global des moindres carrés . . . . .	128
4.2.3	Procédure d'alignement . . . . .	129
4.2.4	Conclusion . . . . .	135
<b>5</b>	<b>Analyse des données In-In à 158 GeV/c par nucléon</b>	<b>137</b>
5.1	Sélection des événements . . . . .	138
5.1.1	Sélection des runs . . . . .	138
5.1.2	Sélection par le compteur d'interaction (IC) . . . . .	140
5.1.3	Sélection par le détecteur de faisceau (BS) . . . . .	140
5.2	Étude de la multiplicité dans les collisions In-In à 158 GeV/c par nucléon	141
5.2.1	Introduction . . . . .	141
5.2.2	Sélection des traces et des événements . . . . .	143
5.2.3	Tables de corrections . . . . .	143
5.2.3.1	Introduction . . . . .	143
5.2.3.2	Le modèle VENUS . . . . .	144
5.2.3.3	Accord entre les simulations et les données . . . . .	145
5.2.3.4	Efficacité globale du détecteur et de l'analyse . . . . .	146
5.2.3.5	Correction des secondaires . . . . .	148
5.2.4	Distributions corrigées . . . . .	149
5.2.4.1	Principe de la correction . . . . .	149
5.2.4.2	Multiplicité corrigée . . . . .	149
5.2.4.3	Pseudo-rapacité corrigée . . . . .	150
5.3	Etude préliminaire de la production du $J/\Psi$ . . . . .	152
5.3.1	Sélection des dimuons $J/\Psi$ . . . . .	152
5.3.1.1	Sélection des vertex . . . . .	152
5.3.1.2	Coupures cinématiques . . . . .	155
5.3.2	Analyse des dimuons . . . . .	155
5.3.2.1	La statistique des événements . . . . .	155
5.3.2.2	Segmentation de la centralité de la collision . . . . .	156
5.3.2.3	Recherche d'un équivalent au Drell-Yan : les collisions Minimum Bias . . . . .	156
5.3.2.4	Multiplicité associée aux $J/\Psi$ . . . . .	159
5.3.2.5	Calcul du rapport $J/\Psi / MB / n_{coll}$ . . . . .	159
5.4	Conclusions . . . . .	161

<b>A</b>	<b>Modèle de Glauber</b>	<b>163</b>
A.1	Introduction . . . . .	163
A.2	Formalisme . . . . .	163
A.3	Section efficace inélastique . . . . .	165
A.4	Nombre de collisions . . . . .	166
A.5	Nombre de nucléons participants . . . . .	166
A.6	Processus dur . . . . .	166
A.7	Production du $J/\Psi$ et absorption nucléaire . . . . .	166
A.8	Valeurs moyennes de $L$ et $N_{part}$ . . . . .	168
A.9	Mesures expérimentales et centralité . . . . .	168
A.9.1	Le calorimètre à zéro degré (ZDC) . . . . .	168
A.9.2	Le télescope à vertex (VT) . . . . .	169
<b>B</b>	<b>Les équations de l'alignement</b>	<b>171</b>
B.1	Simplification du système d'équations . . . . .	171
B.2	Structure des équations de l'alignement . . . . .	172
B.3	Contraintes imposées . . . . .	173
B.4	Détermination des paramètres d'alignement . . . . .	174
	<b>Bibliographie</b>	<b>190</b>

# Chapitre 1

## Le Plasma de Quarks et de Gluons

### 1.1 Les quarks dans le Modèle Standard

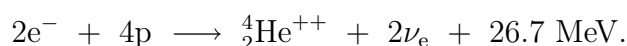
#### 1.1.1 Le Modèle Standard

Depuis la fin du XIX<sup>e</sup> les physiciens sondent la matière afin de déterminer ses constituants élémentaires et de comprendre leurs interactions appelées interactions fondamentales. Ces constituants élémentaires et leurs interactions sont décrits par un modèle appelé Modèle Standard [1, 2, 3, 4]. Les particules du Modèle Standard sont classées en deux familles :

- les fermions : particules de spin demi-entier obéissant à la statistique de Fermi-Dirac. Les fermions sont les particules constitutives de la matière : les quarks et les leptons.
- les bosons : particules de spin entier obéissant à la statistique de Bose-Einstein. Les bosons sont les particules échangées par les fermions pendant leurs interactions tels que le photon  $\gamma$ , les  $W^\pm$ , le  $Z^0$  et les huit gluons. Quant au boson de Higgs son interaction avec les autres particules serait à l'origine de leurs masses.

Aujourd'hui, tous les phénomènes physiques sont interprétés comme la manifestation de quatre interactions fondamentales :

- l'interaction électromagnétique responsable de la cohésion des atomes et des molécules.
- l'interaction faible responsable de la radioactivité  $\beta^\pm$ . Elle est aussi la source d'énergie des étoiles jeunes, comme le soleil par exemple, lorsque celles-ci sont dans la période de leur vie correspondant à la séquence principale du diagramme de Hertzsprung-Russel<sup>1</sup>. Au sein de telles étoiles, l'hydrogène se transforme en hélium par interaction faible suivant un cycle de réactions qui se résume ainsi :



- l'interaction forte responsable de la cohésion des noyaux atomiques.
- l'interaction gravitationnelle qui gouverne la dynamique de l'univers.

Le Modèle Standard est une théorie quantique des champs incluant les trois premières interactions et permettant ainsi de décrire la dynamique des particules élémentaires.

---

<sup>1</sup>Le diagramme de Hertzsprung-Russel représente la luminosité en fonction de la température des étoiles. Environ 80% des étoiles se répartissent suivant une diagonale appelée séquence principale.

L'interaction gravitationnelle n'est pas incluse dans ce modèle; on peut toutefois en première approximation la négliger à l'échelle des constituants élémentaires<sup>2</sup>. Le Modèle Standard est une théorie de jauge renormalisable basée sur le groupe de symétrie local  $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ . Le groupe  $SU_c(3)$ <sup>3</sup> décrit l'interaction forte régie par la chromodynamique quantique (QCD acronyme anglophone de Quantum ChromoDynamics). Le groupe  $SU_L(2) \otimes U_Y(1)$ <sup>4</sup> rend compte de la force électrofaible, unification de la force faible et de l'interaction électromagnétique par Glashow [1], Salam et Weinberg. On distingue deux familles de fermions suivant qu'ils interagissent ou non par interaction forte : les leptons<sup>5</sup> ( $e$ ,  $\mu$ ,  $\tau$  et leurs neutrinos associés) insensibles à l'interaction forte et les quarks ( $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$ ,  $b$  et  $t$ ) sensibles à l'interaction forte. Dans ce modèle chaque force fondamentale est le résultat de l'interaction entre les particules de matière, les fermions et les particules médiatrices de l'interaction, les bosons de jauge. Le médiateur de l'interaction électromagnétique est le photon  $\gamma$ , particule de masse nulle et de spin 1. Les bosons massifs  $W^\pm$  et  $Z^0$  de spin 1 ( $m_{W^\pm} \simeq 80 \text{ GeV}/c^2$  et  $m_{Z^0} \simeq 91 \text{ GeV}/c^2$ ) sont les médiateurs de l'interaction faible. Les particules échangées au cours de l'interaction forte sont les gluons  $g^a$  ( $a = 1, \dots, 8$ ) de masse nulle et de spin 1.

Le succès du Modèle Standard est dû à sa prédictibilité et à son étonnante précision. Cependant il semblerait qu'il ne soit pas une théorie fondamentale mais simplement une excellente approximation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. En effet, la gravitation n'est pas incluse dans le Modèle Standard, le mécanisme à l'origine de la brisure de symétrie électrofaible est encore mal connu (mécanisme de Higgs), le confinement des quarks à l'intérieur des hadrons n'est pas expliqué théoriquement.

### 1.1.2 Le modèle des quarks

L'avènement des synchrotrons à protons et des chambres à bulles permit de découvrir de nouvelles particules sous la forme de résonances sensibles à l'interaction forte que l'on a appelées hadrons<sup>6</sup>.

Au début des années 1960, Ne'emann [5] et Gell-Mann [6] proposèrent indépendamment une première classification des hadrons en supermultiplets : le modèle de l'octet "*eight fold*". Dans ce modèle les hadrons apparaissent comme des éléments de représentation d'un groupe de symétrie : le groupe  $SU(3)$ . Au sein d'un même multiplet les hadrons ont mêmes spin, parité et conjugaison de charge, on les distingue par leur isospin  $I$  et leur hypercharge  $Y$ .

En 1964, Gell-Mann et Zweig indépendamment postulent l'existence d'une structure composite des hadrons : les quarks [7, 8]. Ce modèle permet ainsi de classer l'ensemble des hadrons et a permis de prédire certains d'entre eux avant leur découverte expérimentale. Le modèle des quarks est basé sur le groupe de symétrie  $SU_f(3)$ . On associe aux deux représentations irréductibles 3 et  $\bar{3}$  de  $SU_f(3)$  les quarks ( $u$ ,  $d$  et  $s$ )

<sup>2</sup>En effet la force de gravitation entre un proton et un électron est environ  $10^{-40}$  fois plus faible que la force électrostatique.

<sup>3</sup>On précise c en indice pour le distinguer d'une seconde symétrie basée sur le groupe  $SU(3)$  noté  $SU_f(3)$  (f pour flavour), la symétrie de saveur.

<sup>4</sup>L'indice L ("Left") rappelle que seul les fermions de chiralité gauche sont sensibles à l'interaction faible.

<sup>5</sup>Du grec leptos signifiant faible.

<sup>6</sup>Du grec hadros signifiant fort.

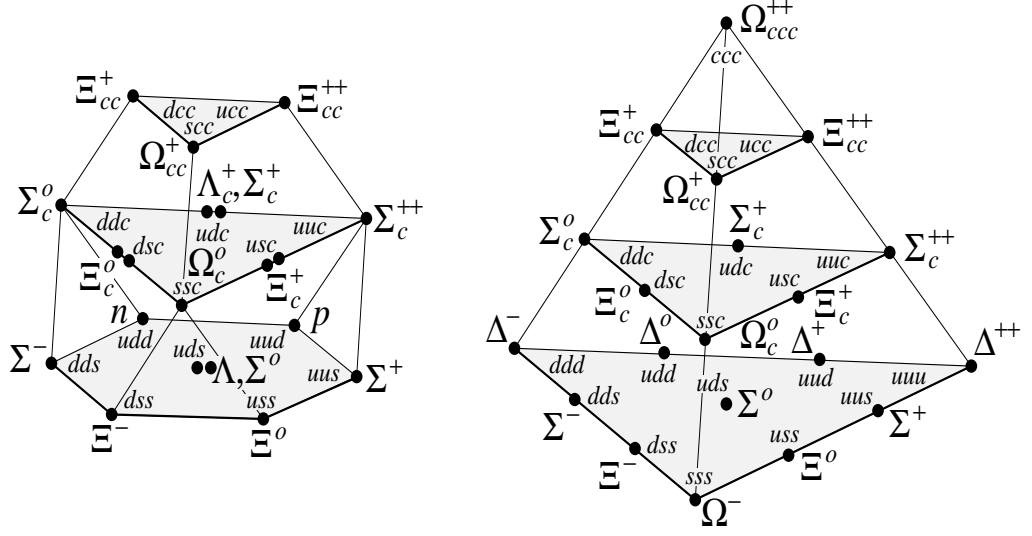


FIG. 1.1 – Spectroscopie des baryons charmés : à gauche est représenté le 20-uplet de  $SU_f(4)$  construit à partir de l'octet de  $SU_f(3)$  et à droite est représenté le 20-uplet de  $SU_f(4)$  construit à partir du décuplet de  $SU_f(3)$ .

(représentation 3) et les antiquarks ( $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$  et  $\bar{s}$ ) (représentation  $\bar{3}$ ). Les hadrons sont alors construits par composition de ces deux représentations et classés en multiplets de  $SU_f(3)$  :

- les mésons (nombre baryonique  $B = 0$ ), états liés  $q\bar{q}$  sont obtenus par la composition :

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1;$$

- les baryons (nombre baryonique  $B = 1$ ), états  $qqq$  sont obtenus par la composition :

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10 \oplus 8 \oplus 8 \oplus 1.$$

Dans ce modèle on attribue aux quarks un nombre baryonique  $1/3$  (et donc  $-1/3$  pour les antiquarks) de manière à reproduire les nombres baryoniques de tous les hadrons, et par conséquent des charges électriques fractionnaires afin de respecter la formule de Gell-Mann et Nishijima :

$$Q = I_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.1)$$

où  $Q$  est la charge électrique,  $I_3$  la composante suivant  $z$  de l'isospin et  $Y$  l'hypercharge faible. Dans le modèle à 3 saveurs de quarks l'hypercharge faible  $Y$  s'exprime par :  $Y = B + s$  où  $s$  est le nombre quantique d'étrangeté.



Saveur	$Q$	$B$	$I$	$I_3$	$s$	$c$	$b$	$t$
u (up)	2/3	1/3	1/2	1/2	0	0	0	0
d (down)	-1/3	1/3	1/2	-1/2	0	0	0	0
s (étrange)	-1/3	1/3	0	0	-1	0	0	0
c (charmé)	2/3	1/3	0	0	0	1	0	0
b (beauté)	-1/3	1/3	0	0	0	0	-1	0
t ("top")	2/3	1/3	0	0	0	0	0	1

TAB. 1.1 – Nombres quantiques internes associés aux différentes saveurs de quarks :  $Q$  la charge électrique,  $B$  le nombre baryonique,  $I$  l'isospin,  $I_3$  la composante suivant  $z$  de l'isospin,  $s$  l'étrangeté,  $c$  le charme,  $b$  la beauté et  $t$  la vérité.

En 1974, deux groupes d'expérimentateurs dirigés par Richter [9] et Ting [10] (prix Nobel 1976) découvrirent indépendamment la première particule prouvant l'existence du quark charmé : le méson  $J/\Psi$  ( $m_{J/\Psi} \simeq 3.1 \text{ GeV}/c^2$ ), interprété comme un état lié  $c\bar{c}$ . Cette découverte étend le nombre de hadrons connus, leur nombre et leurs caractéristiques pouvant être déterminés grâce à l'extension à la symétrie  $SU_f(4)$ . On est alors amené à introduire un nouveau nombre quantique : le charme  $c$ , ainsi l'hypercharge faible s'écrit :  $Y = B + s + c$ . La figure 1.1 représente les multiplets de  $SU_f(4)$  construits à partir de l'octet de  $SU_f(3)$  (à gauche) et du décuplet de  $SU_f(3)$  (à droite).

D'une manière générale avec la découverte d'autres quarks on étend ce modèle à  $SU_f(n_f)$  avec  $n_f$  le nombre de saveurs de quarks. Le quark b "bottom" a été découvert en 1977 sous forme d'état lié  $b\bar{b}$ , le méson  $\Upsilon$  ( $m_\Upsilon \simeq 9.5 \text{ GeV}/c^2$ ), à Fermilab par L. Lederman [11]. Le quark t "top" de masse très élevée ( $m_t \simeq 176 \text{ GeV}/c^2$ ) a été également découvert en 1995 à Fermilab par l'expérience CDF ("Collider Detector at Fermilab") [12, 13] et un peu plus tard par D0.

Le tableau 1.1 regroupe les principaux nombres quantiques internes définissant les six saveurs de quarks connues à ce jour.

Le modèle des quarks ne permet pas de comprendre l'interaction entre hadrons dans les collisions à haute énergie telles qu'elles se produisent dans les expériences de diffusion profondément inélastique. Ainsi, en 1969 Feynman proposa le modèle des partons [14]. Dans ce modèle les hadrons sont composites, formés de particules appelées partons. Les partons sont constitués des quarks de valence d'une part (ceux qui confèrent aux hadrons leurs nombres quantiques) et des paires quarks-antiquarks qui forment ce que l'on appelle la *mer de Fermi* d'autre part. Il est apparu que les quarks et antiquarks n'épuisent pas tout le contenu en partons du hadrons. Il existerait d'autres partons électriquement neutres qui emporteraient une fraction non négligeable de l'impulsion totale du hadron : les gluons. Les gluons seraient les particules responsables de la cohésion des hadrons qui "collent" ses constituants. On suppose que les partons sont des particules libres et indépendantes à l'intérieur des hadrons. Dans ce modèle l'interaction entre hadrons se résume à une interaction entre partons. De plus les expériences du SLAC (Stanford Linear Accelerator Center, USA) d'électroproduction d'hadrons ( $e + p \rightarrow e + \text{hadrons}$ ) montrèrent que la distribution des partons au sein des hadrons ne dépendait pas de la quantité d'énergie échangée au cours de l'interaction : c'est la loi de scaling de Björken, prédite par le modèle des partons. Cependant une violation de cette loi apparut, ce qui suggéra qu'il fallait tenir compte des inter-

actions entre partons. Ceci fut possible grâce à la chromodynamique quantique (QCD).

D'un point de vue théorique le modèle des quarks posait problème :

- comment des baryons tels que  $\Delta^{++}$ ,  $\Delta^-$ ,  $\Omega^-$  peuvent-ils exister ?
- pourquoi la nature sélectionne des états  $q\bar{q}$  et  $qqq$  ?

En effet, la découverte du baryon  $\Delta^{++}$  particule de spin 3/2 composé de trois quarks “up” ( $uuu$ ) de spin 1/2, remet en cause le principe d'exclusion de Pauli qui postule que deux fermions ne peuvent pas occuper le même état quantique. Afin de palier ce problème, Greenberg [15] introduit un nouveau nombre quantique : la couleur. Ainsi chaque quark existe en trois variétés de couleurs : rouge, bleu et vert. On associe à ce nouveau nombre quantique une symétrie de couleur notée  $SU_c(3)$ . De plus, on postule que les hadrons sont incolores, c'est-à-dire que les hadrons sont des singulets de couleur. La fonction d'onde du  $\Delta^{++}$  :

$$\Delta^{++} = \frac{1}{\sqrt{6}} \left( u_R^\uparrow u_G^\uparrow u_B^\uparrow - u_R^\uparrow u_B^\uparrow u_G^\uparrow + u_B^\uparrow u_R^\uparrow u_G^\uparrow - u_B^\uparrow u_G^\uparrow u_R^\uparrow + u_G^\uparrow u_B^\uparrow u_R^\uparrow - u_G^\uparrow u_R^\uparrow u_B^\uparrow \right)$$

est alors totalement antisymétrique sous une permutation des couleurs, en accord avec la statistique de Fermi-Dirac. La fonction d'onde d'un baryon construite à partir des fonctions d'onde des quarks étant antisymétrique par échange de deux quarks, il ne peut exister de baryon dans la représentation singulet de saveur. Ainsi on comprend qu'il ne peut exister d'états hadroniques  $qq\bar{q}$ ,  $qq$  ... Il est également nécessaire d'introduire ce nouveau degré de liberté dans les calculs de section efficace de production des hadrons dans une collision électron-positron pour rendre compatible théorie et expérience.

L'introduction de ce nouveau nombre quantique a permis de fonder une nouvelle théorie de l'interaction forte : la chromodynamique quantique (QCD).

## 1.2 La Chromodynamique Quantique (QCD)

### 1.2.1 Le Lagrangien de QCD

Par analogie à l'électrodynamique quantique (QED acronyme anglophone de Quantum ElectroDynamics) les physiciens voulurent construire une théorie de l'interaction forte basée sur l'invariance de jauge. Ceci a été possible dès que le cadre des théories de Yang-Mills [16] fut posé. Celle-ci permet de décrire les théories de jauge basées sur des groupes non-abéliens telles que celles basées sur les groupes de symétrie  $SU(n)$ . Ainsi la chromodynamique quantique (QCD) [17, 18] théorie de jauge non-abélienne basée sur le groupe de symétrie  $SU_c(3)$  a vu le jour au cours des années 1973-1974.

En QCD le champ de quarks  $\psi_f$  est une collection de trois champs de Dirac (un pour chaque composante colorée) qui appartient à la représentation fondamentale de  $SU_c(3)$ . La dynamique des champs de quarks libres (sans interaction) de masse  $m_f$  est donnée par la densité lagrangienne de Dirac :

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \sum_{f=1}^{n_f} \sum_{c=1}^3 \bar{\psi}_c^f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) \psi_f^c \quad (1.2)$$

où la sommation sur  $f$  et  $c$  représente les différentes saveurs et couleurs possibles pour les quarks. On doit imposer une invariance de jauge locale sous un changement de

couleur (un quark de couleur “ $\alpha$ ” devient “ $\beta$ ”) :

$$q^\alpha(x) \longrightarrow \left[ \exp\{ig_s \sum_{a=1}^8 T^a \Lambda^a(x)\} \right]^{\alpha\beta} q^\beta(x) \quad (1.3)$$

où  $g_s$  est la constante de couplage de l’interaction forte,  $\Lambda^a(x)$  une phase arbitraire fonction des coordonnées d’espace-temps caractérisant la transformation de couleurs et les matrices  $T^a$  représentent les générateurs du groupe de jauge  $SU_c(3)$  satisfaisant aux relations de commutation d’une algèbre de Lie :

$$[T^a, T^b] = if^{ab} T^c \quad (1.4)$$

( $f^{ab}_c$  sont les constantes de structure du groupe). On choisit habituellement les matrices hermitiennes de trace nulle de Gell-Mann  $\lambda^a$  telle que  $T^a = \frac{\lambda^a}{2}$ . Afin d’imposer cette invariance de jauge locale on est amené à définir une dérivée covariante :

$$(D_\mu)^{\alpha\beta} = \partial_\mu \delta^{\alpha\beta} - ig_s \sum_{a=1}^8 (T^a)^{\alpha\beta} A_\mu^a(x) \quad (1.5)$$

qui fait intervenir huit champs de jauge  $A_\mu^a(x)$ . Ces champs de jauges sont les huit champs de gluons colorés appartenant à la représentation adjointe du groupe de symétrie  $SU_c(3)$ . De cette manière on fait apparaître le couplage entre les champs de quarks  $\psi_f^c$  et les champs de gluons  $A_\mu^a$  dans la densité lagrangienne via le terme :

$$g_s \bar{\psi}_c^f \gamma^\mu T_a A_\mu^a \psi_f^c \quad (1.6)$$

où les sommations sur les indices  $a$ ,  $f$ ,  $c$  et  $\mu$  sont implicites. Enfin, pour compléter la densité lagrangienne de QCD, on doit introduire le terme cinétique  $\mathcal{F}_{\mu\nu}^a$  des champs de jauge, analogue du tenseur de Maxwell de QED :

$$\mathcal{F}_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + \underbrace{g_s \sum_{b,c=1}^8 f_{bc}^a A_\mu^b A_\nu^c}_{\text{terme non-abélien}} \quad (1.7)$$

Le dernier terme qui n’apparaît pas en QED est caractéristique d’une théorie de jauge non-abélienne. Ce terme entraîne la possibilité de couplage entre les champs de jauge eux-mêmes étant donné qu’ils portent la charge de couleurs (vertex à 3 et à 4 gluons). La densité lagrangienne invariante de jauge de QCD s’écrit alors :

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} \mathcal{F}_{\mu\nu}^a \mathcal{F}_a^{\mu\nu} + \bar{\psi}_c^f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) \psi_f^c \quad (1.8)$$

où la sommation sur les indices  $a$ ,  $\mu$ ,  $\nu$ ,  $f$  et  $c$  sont implicites.

Toute la physique de l’interaction forte est contenue dans la densité lagrangienne de QCD  $\mathcal{L}_{QCD}$ , à partir de laquelle on peut construire l’action, quantité sans dimension :

$$\mathcal{S}_{QCD} = \int d^4x \mathcal{L}_{QCD}(A_\mu^a(x), \psi_f^c(x), \partial_\mu \psi_f^c(x)) \quad (1.9)$$

En imposant la stationnarité de l’action, on obtient les équations d’Euler-Lagrange, c’est-à-dire les équations du mouvement des quarks et les équations du champ de gluons analogue aux équations de Maxwell de QED. On peut ainsi établir les règles de Feynman permettant, à partir des diagrammes de Feynman, le calcul perturbatif des sections efficaces pour les interactions quark-quark, gluon-quark, gluon-gluon...

### 1.2.2 La constante de couplage de QCD

La constante de couplage  $g_s$  de l'interaction forte dite "nue" (sans interaction avec le vide quantique) peut être redéfinie par analogie à la constante de structure fine de QED comme :

$$\alpha_s = \frac{g_s}{4\pi\hbar c}. \quad (1.10)$$

Lorsqu'on souhaite étudier l'interaction entre quarks et gluons au moyen du formalisme des diagrammes de Feynman, on est amené à calculer à l'ordre supérieur des diagrammes en "boucle", or ces diagrammes sont divergents (divergence ultraviolette). La renormalisation permet de traiter ces divergences afin de donner un sens à la théorie.

La QCD est une théorie de jauge renormalisable, ainsi les constantes sont en réalité variables, notamment la constante de couplage  $\alpha_s$  évolue en fonction de l'énergie échangée lors de l'interaction. L'évolution de  $\alpha_s$  en fonction du quadri-moment de transfert  $Q$  est déterminée à l'aide de l'équation du groupe de renormalisation [19, 20] :

$$Q^2 \frac{\partial \alpha_s(Q^2)}{\partial Q^2} = \beta(\alpha_s(Q^2)). \quad (1.11)$$

La fonction  $\beta(\alpha_s)$  de Gell-Mann/Low est calculée dans le cadre de la QCD perturbative (pQCD), en ne prenant en compte que les diagrammes du premier ordre en  $\alpha_s$  :

$$\beta(\alpha_s) = -b\alpha_s^2(1 + \mathcal{O}(\alpha_s^3)) \text{ avec } b = \frac{33 - 2n_f}{12\pi} \quad (1.12)$$

où  $n_f$  est le nombre de saveurs de quarks. L'intégration de l'équation (1.11) donne la variation de la constante de couplage renormalisée  $\alpha_s$  en fonction de l'énergie échangée :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \alpha_s(\mu^2) \left( \frac{33 - 2n_f}{12\pi} \right) \ln \left( \frac{Q^2}{\mu^2} \right)}. \quad (1.13)$$

Le paramètre  $\mu$  représente l'échelle de renormalisation, c'est-à-dire l'échelle à laquelle on observe le système et le degré de détail observé. Ce paramètre permet de prendre en compte tous les processus "virtuels" (ceux issus des fluctuations quantiques du vide telles que créations et annihilations de paires quark-antiquark) dans le calcul de l'observable physique, ce qui n'était pas possible avant renormalisation à cause de la divergence de tels processus. Toutefois  $\mu$  n'est pas un paramètre de la théorie et la valeur d'une observable physique ne doit pas en dépendre. En effet on peut renormaliser la théorie à une échelle  $\mu_1 \neq \mu$  et on obtient une équation similaire à l'équation (1.13). Ainsi la théorie renormalisée à l'échelle  $\mu$  et celle renormalisée à l'échelle  $\mu_1$  donnent les mêmes prédictions physiques.

D'après l'équation (1.12) si le nombre de saveurs  $n_f$  est inférieur à 17 la fonction  $\beta$  est négative, la constante de couplage forte  $\alpha_s(Q^2)$  décroît alors à mesure que  $Q^2$  augmente. Dans ce cas les partons interagissent très faiblement à l'intérieur des hadrons : c'est le régime de liberté asymptotique. C'est ce comportement qui permet de valider le groupe de symétrie  $SU_c(3)$  comme groupe de symétrie fondamentale pour l'interaction forte.

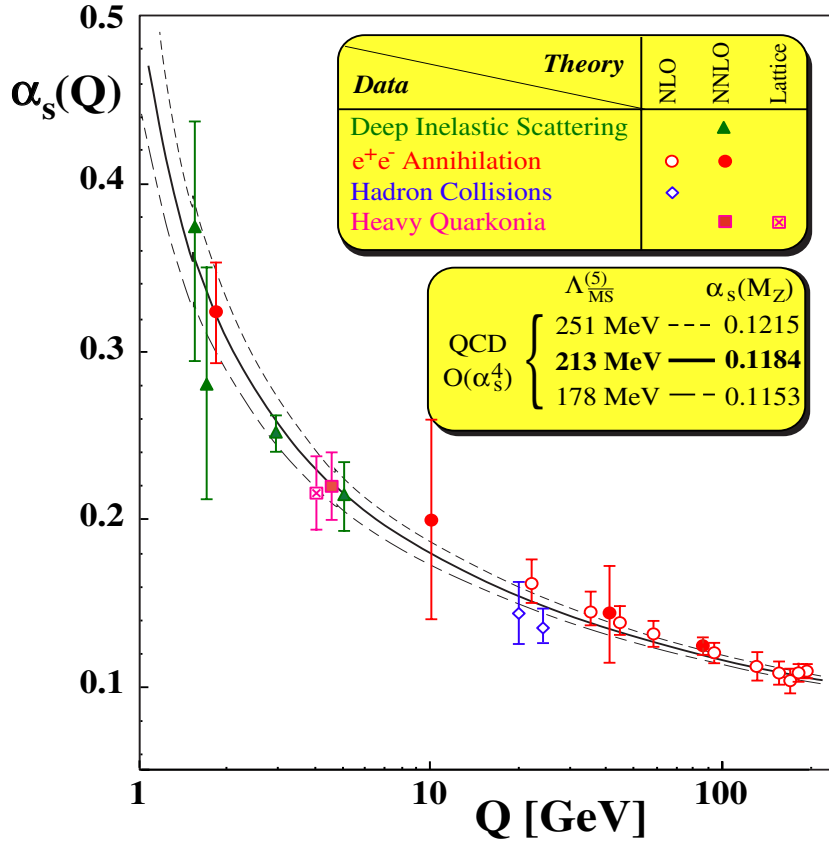


FIG. 1.2 – Évolution de la constante de couplage de QCD,  $\alpha_s(Q)$ , en fonction du quadri-moment de transfert  $Q$  (GeV) [21].

On peut introduire un paramètre d'échelle unique  $\Lambda_{QCD}$  et la constante de couplage forte  $\alpha_s(Q^2)$  s'écrit alors :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln \left( \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right)} \quad (1.14)$$

avec

$$\Lambda_{QCD}^2 = \mu^2 \exp \left( -\frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\alpha_s(\mu^2)} \right). \quad (1.15)$$

On peut distinguer deux comportements selon l'échelle d'énergie à laquelle on se place pour observer les processus physiques. Pour  $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$  la constante de couplage est faible ( $\alpha_s \ll 1$ ), c'est le domaine de QCD perturbatif et le développement en série de puissance en  $\alpha_s$  est alors justifié (les termes du développement en  $\mathcal{O}(\alpha_s^n)$  seront négligeables par rapport aux termes en  $\mathcal{O}(\alpha_s^{(n-1)})$ ). C'est ce comportement de la QCD qui est à l'origine de la liberté asymptotique. Physiquement la liberté asymptotique s'explique par l'effet d'écrantage de la charge de couleur dû à la polarisation du vide par la création ou l'annihilation de paires quark-antiquark (effet similaire à l'écrantage de la charge électrique en QED). Pour  $Q^2 \simeq \Lambda_{QCD}^2$  la constante de couplage forte diverge, c'est le régime non-perturbatif de QCD : ce domaine est appelé "l'esclavage infrarouge". Le développement en série de puissances de  $\alpha_s$  n'est alors plus possible.

C'est ce comportement de la QCD qui serait à l'origine du confinement des quarks et des gluons au sein des hadrons. Physiquement ce comportement peut se comprendre par un effet d'anti-écranage dû aux gluons porteurs de la charge de couleur qui se superpose à l'effet d'écranage. Cet effet d'anti-écranage n'a pas d'équivalent en QED. En réalité ces deux effets sont en constante compétition, l'effet d'anti-écranage prédomine dans le régime non-perturbatif de QCD.

La figure 1.2 montre l'évolution de la constante de couplage de QCD en fonction du quadri-moment de transfert  $Q$  (GeV) [21]. Des points expérimentaux issus de diverses expériences sont comparés aux prédictions théoriques. On observe les deux comportements décrits ci-dessus : un couplage faible à grande énergie (liberté asymptotique) et un couplage fort à petite énergie (confinement des partons).

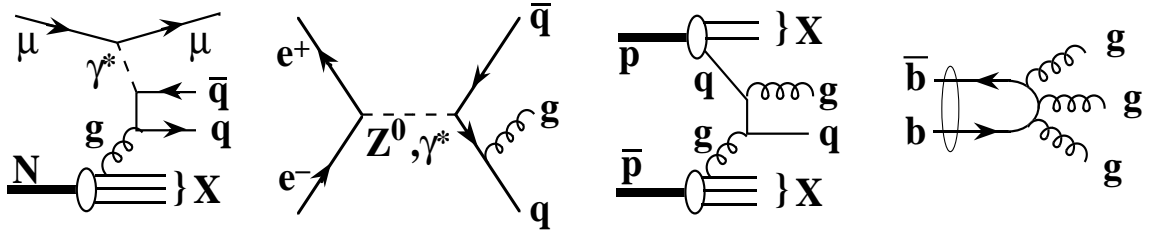


FIG. 1.3 – Exemples de diagrammes de Feynman représentant l'état hadronique final de processus permettant de déterminer la constante de couplage de QCD  $\alpha_s(Q)$  [21].

Le paramètre  $\Lambda_{QCD}$  et les masses des quarks sont les paramètres libres de la QCD. Le paramètre  $\Lambda_{QCD}$  est déterminé expérimentalement en étudiant, par exemple, les processus dont les diagrammes de Feynman sont représentés figure 1.3. On trouve dans la littérature [21] :

$$\Lambda_{QCD, \overline{MS}}^{n_f=5} = 210_{-30}^{+34} \text{ MeV} \quad (1.16)$$

ou de manière équivalente,

$$\alpha_s(m_{Z^0}) = 0.1182 \pm 0.0027 \quad (1.17)$$

dans le schéma de renormalisation  $\overline{MS}$ , pour 5 saveurs de quarks légers et pour une valeur de  $Q$  fixée à la masse du boson intermédiaire  $Z^0$ .

### 1.2.3 La symétrie chirale

Dans cette partie on traitera des saveurs légères  $u$  et  $d$ , les résultats se généralisent aisément en introduisant le quark  $s$ . De plus on ne considèrera pas la partie gluonique de la densité lagrangienne de QCD  $\mathcal{L}_{QCD}$  qui est invariante sous les transformations présentées ci-après.

La densité lagrangienne de QCD  $\mathcal{L}_{QCD}$  est invariante sous la transformation vectorielle :

$$\psi \longrightarrow e^{i\alpha_a \frac{\tau_a}{2}} \psi \quad (1.18)$$

où les  $\alpha_a$  ( $a = 1, 2, 3$ ) sont des paramètres continus et les  $\tau_a$  sont les matrices de Pauli, générateurs du groupe  $SU(2)$ . D'après le théorème de Noether, à cette symétrie

correspond un courant conservé, le courant vectoriel ou courant d'isospin associé à une charge qui s'identifie à l'isospin  $I_a$  :

$$V_a^\mu = \bar{\psi} \gamma_\mu \frac{\tau_a}{2} \psi \text{ et } Q_a^V = \int d\vec{r} \psi^\dagger \frac{\tau_a}{2} \psi = I_a \quad (1.19)$$

La transformation axiale diffère de la transformation vectorielle par la présence de la matrice  $\gamma_5$  :

$$\psi \longrightarrow e^{i\alpha_a \frac{\tau_a}{2} \gamma_5} \psi \quad (1.20)$$

à laquelle sont associés le courant axial et la charge axiale :

$$A_a^\mu = \bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_5 \frac{\tau_a}{2} \psi \text{ et } Q_a^A = \int d\vec{r} \psi^\dagger \frac{\tau_a}{2} \gamma_5 \psi. \quad (1.21)$$

L'invariance exacte nécessite une masse nulle pour les quarks, ainsi il y a une brisure de la symétrie axiale.

Le champ de quarks peut se décomposer en composantes de chiralité droite et gauche, à l'aide des projections définies à partir de la matrice  $\gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$ ,  $\psi_R$  et  $\psi_L$  respectivement :

$$\psi_R = \frac{1 + \gamma_5}{2} \psi \text{ et } \psi_L = \frac{1 - \gamma_5}{2} \psi. \quad (1.22)$$

Dans ce cas la densité lagrangienne de QCD  $\mathcal{L}_{QCD}$  s'écrit [22] :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}_R i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_R + \bar{\psi}_L i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_L - m(\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L). \quad (1.23)$$

Ainsi dans la limite de masse nulle pour les quarks ou limite chirale, la densité lagrangienne de QCD est invariante sous la transformation chirale associée au groupe de symétrie chirale  $SU_L(2) \otimes SU_R(2)$  :

$$\psi_{L,R} \longrightarrow e^{i(\alpha_k)_{L,R} \frac{\tau_k}{2}} \psi_{L,R}. \quad (1.24)$$

La brisure de symétrie axiale se retrouve dans la brisure de symétrie chirale via le terme de masse qui couple les états de chiralités différents. Les charges gauches et droites associées à cette symétrie sont des combinaisons linéaires des charges vectorielles et axiales :

$$\begin{cases} Q_L^a &= \int d\vec{r} \psi_L^\dagger \frac{\tau_a}{2} \psi_L &= \frac{1}{2}(Q_a^V - Q_a^A) \\ Q_R^a &= \int d\vec{r} \psi_R^\dagger \frac{\tau_a}{2} \gamma_5 \psi_R &= \frac{1}{2}(Q_a^V + Q_a^A). \end{cases} \quad (1.25)$$

Ainsi les champs de quarks gauche et droit sont deux représentations indépendantes de  $SU(2)$ . De plus, dans la limite chirale le hamiltonien commute avec les charges axiales et vectorielles. Une conséquence directe serait un doublement des multiplets, c'est-à-dire que chaque hadron posséderait un partenaire chiral [17]. Par exemple, le premier partenaire hypothétique du nucléon est la résonance  $S_{11}$  dont la masse serait supérieure à  $1.5 \text{ GeV}/c^2$ . Or aucun partenaire chiral n'a été observé expérimentalement. Ceci suppose que le vide soit invariant sous la symétrie, ce qui n'est réalisé que pour

la symétrie vectorielle d'isospin. Par contre le vide n'est pas invariant sous la symétrie axiale, ainsi la charge axiale du vide n'est pas nulle :  $Q_a^A | 0 \rangle \neq 0$ . Dans ce cas la symétrie est réalisée dans le mode de Nambu-Goldstone, ce qui génère des particules de masse nulle appelées bosons de Goldstone (dans le cas de QCD le boson de Goldstone est le pion). En effet la valeur d'attente dans le vide du condensat de quark [23] :

$$\langle 0 | \bar{\psi}\psi | 0 \rangle = \langle 0 | \bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R | 0 \rangle = -(240 \text{ MeV})^3 \quad (1.26)$$

n'est pas nulle, permettant ainsi le mélange des chiralités. La structure du vide brise la symétrie chirale [24]. Le condensat de quarks constitue un paramètre pertinent pour la restauration de la symétrie chirale au même titre que la constante de désintégration du pion  $f_\pi = 94 \text{ MeV}$ . En effet le condensat de quarks et la constante de désintégration du pion  $f_\pi$  sont reliés par la relation de Gell-Mann-Oakes-Renner (GOR) [25] :

$$m_\pi^2 f_\pi = -\frac{1}{2}(m_u + m_d) \langle \bar{\psi}_u\psi_u + \bar{\psi}_d\psi_d \rangle. \quad (1.27)$$

À noter que la transition de la matière hadronique vers une phase déconfinée doit s'accompagner d'une restauration de la symétrie chirale. En effet dans une phase déconfinée les effets du vide non-perturbatif de QCD disparaissent. Une des conséquences est la perte de masse effective des quarks. En effet, la masse d'un quark de valence est de l'ordre de 300 MeV pour les quarks  $u$  et  $d$  confinés au sein du nucléon, et seulement de quelques MeV pour les mêmes quarks dits de courant [26].

## 1.3 Le plasma de quarks et de gluons

### 1.3.1 Le modèle du sac

Le modèle du sac développé en 1974 au MIT [27, 28] (*Massachusetts Institute of Technology*) permet une description phénoménologique du confinement des quarks à l'intérieur des hadrons. Dans le modèle du sac, on considère les quarks comme des particules relativistes de masse nulle évoluant à l'intérieur d'une sphère de dimension finie de l'ordre de la taille du hadron où règne le vide de QCD perturbatif, c'est-à-dire où le condensat de quark est nul. Ces quarks sont emprisonnés dans le sac grâce à une pression extérieure qui représente l'effet du vide non-perturbatif de QCD où le condensat de quarks est non nul (cf. équation 1.26). La constante de sac  $\mathcal{B}$  a été introduite de manière phénoménologique pour quantifier la pression exercée sur le sac par le "vrai" vide de QCD. La figure 1.4 donne une représentation schématique du modèle du sac du MIT.

Dans ce modèle le confinement provient de l'équilibre entre la pression du sac  $\mathcal{B}$  exercée par le "vrai" vide de QCD et l'énergie cinétique des quarks confinés. L'énergie du hadron est la somme de l'énergie cinétique des quarks  $E_c$  et d'une énergie de volume associée à la pression  $\mathcal{B}$  exercée sur le sac :

$$E = E_c + \frac{4\pi}{3}R^3\mathcal{B} \text{ avec } E_c = \frac{2.04N}{R} \quad (1.28)$$

où  $N$  est le nombre de quarks. L'équilibre du système obtenu en dérivant l'expression (1.28) par rapport à  $R$  nous donne une expression de la constante de sac  $\mathcal{B}$  :

$$\mathcal{B} = \left( \frac{2.04N}{4\pi} \right) \frac{1}{R^4}. \quad (1.29)$$



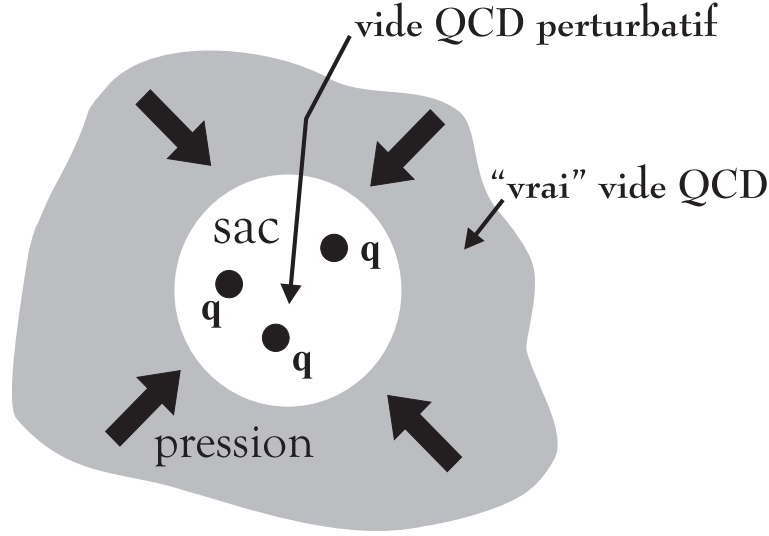


FIG. 1.4 – Représentation schématique du modèle du sac du MIT.

Pour un baryon ( $N=3$ ) de rayon  $R \simeq 0.8$  fm, la pression du sac vaut :

$$\mathcal{B} = 0.235 \text{ GeV/fm}^3. \quad (1.30)$$

On comprend ainsi comment une transition de phase peut apparaître dans le cadre de ce modèle. En effet, si la pression cinétique à l'intérieur du sac devient supérieure à celle du sac (par chauffage et/ou compression), celui-ci ne peut plus contenir les quarks. Ainsi dans de telles conditions une nouvelle phase de la matière nucléaire composée de quarks et de gluons à l'état libre est créée : le plasma de quarks et de gluons (PQG).

Ce modèle nous permet de déterminer les caractéristiques thermodynamiques de la transition de phase. Pour cela on considère la phase hadronique et la phase plasma comme un système de particules en équilibre thermique à potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  nul (c'est-à-dire de densité baryonique  $\rho_B$  nulle) et à température  $T$  finie. On supposera que la phase hadronique est un gaz parfait ultra-relativiste constitué de pions et que la phase plasma à haute température est un gaz constitué de quarks et de gluons sans interaction ( $\alpha_s = 0$ ) auquel on ajoute l'énergie  $\mathcal{B}$  nécessaire à la création de ce milieu non perturbatif. Pour un gaz de bosons (fermions) à température  $T$  et à potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  nul, le nombre de bosons (fermions) d'impulsion  $p$  se distribue suivant la statistique de Bose-Einstein (Fermi-Dirac) :

$$f(p) = \frac{1}{e^{\frac{p}{T}} \pm 1} \text{ avec } \begin{cases} + & \text{pour les fermions (quarks et anti-quarks)} \\ - & \text{pour les bosons (pions et gluons).} \end{cases} \quad (1.31)$$

On peut alors déterminer la densité d'énergie  $\epsilon$  et la pression  $P$  dans les deux phases à partir des relations suivantes :

$$\epsilon = g \int_0^\infty \frac{d^3p}{(2\pi)^3} p f(p) \text{ et } P = g \int_0^\infty \frac{d^3p}{(2\pi)^3} p \cos^2(\theta) f(p) \quad (1.32)$$

où  $g$  représente le facteur de dégénérescence des états. Le facteur de dégénérescence vaut 3 pour les pions correspondant aux trois états de charges ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ) et 37 pour le plasma de quarks et de gluons.  $37 = 2 \times 8 + \frac{7}{8} \times 2 \times 2 \times 2 \times 3$  se décompose ainsi :

le premier terme  $2 \times 8$  états de gluons (2 états de spin et 8 états de couleur) et le deuxième terme correspond aux nombres d'états de quarks et d'antiquarks (2 états de spin, 2 états de saveur, 2 états de conjugaison de charge et 3 états de couleur), le facteur  $7/8$  correspond au rapport des pressions (ou densité d'énergie) entre un gaz de Fermi et un gaz de Bose. Ainsi pour un gaz de pions ultra-relativistes on trouve :

$$\epsilon_\pi = 3 \frac{\pi^2}{30} T^4 \text{ et } P_\pi = \frac{\epsilon_\pi}{3} = 3 \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (1.33)$$

et pour un plasma de quarks et de gluons on trouve :

$$\epsilon_{PQG} = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4 + \mathcal{B} \text{ et } P_{PQG} = 37 \frac{\pi^2}{90} T^4 - \mathcal{B} \quad (1.34)$$

On notera pour la phase plasma de quarks et de gluons une déviation par rapport au modèle du gaz parfait :  $\epsilon_{PQG} - 3P_{PQG} = 4\mathcal{B}$ . La figure 1.5 représente l'évolution de la pression en fonction de la température pour les deux phases. La transition de phase

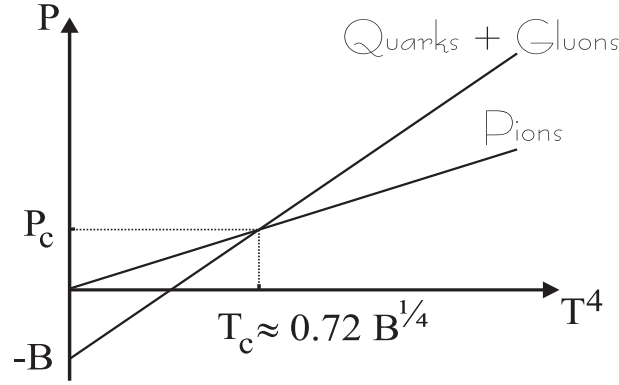


FIG. 1.5 – Évolution de la pression en fonction de la température pour un gaz de pions et un plasma de quarks et de gluons.

apparaît pour une température critique  $T_c$  obtenue lorsqu'on égale les pressions  $P_\pi$  et  $P_{PQG}$  :

$$T_c = \left( \frac{90}{34\pi^2} \right)^{\frac{1}{4}} \mathcal{B}^{\frac{1}{4}} \simeq 0.72 \mathcal{B}^{\frac{1}{4}} \quad (1.35)$$

Pour  $\mathcal{B} = 0.235 \text{ GeV/fm}^3$  on trouve  $T_c = 148 \text{ MeV}$  correspondant à une densité d'énergie critique  $\epsilon_c \sim 1 \text{ GeV/fm}^3$ . La transition de phase à la température critique  $T_c$  est induite par la différence du nombre de degrés de liberté des deux phases considérées.

Des calculs similaires peuvent être menés à potentiel chimique baryonique non-nul. Les estimations de la température et de la densité d'énergie critique, obtenues dans ce modèle simple, sont très proches des résultats issus de calculs plus réalistes de QCD sur réseau.

### 1.3.2 Transition de phase et QCD sur réseau

La QCD sur réseau [29, 30] est une méthode qui permet de traiter les calculs dans le domaine d'énergie de QCD où le traitement perturbatif n'est pas possible, notamment le confinement des partons.

La QCD sur réseau permet une étude de l'interaction forte avec les outils de la physique statistique. Elle permet de déterminer les caractéristiques thermodynamiques d'un système de quarks et de gluons à l'équilibre à partir de la fonction de partition grand canonique, où le temps  $t$  est remplacé par le temps imaginaire  $\tau$  [31] :

$$\mathcal{Z} = \int \mathcal{D}A_\mu^a(x) \mathcal{D}\bar{\psi}(x) \mathcal{D}\psi(x) e^{-\int_0^\beta d\tau \int d^3x \mathcal{L}_E[A_\mu^a, \bar{\psi}, \psi]} \quad (1.36)$$

Par définition,  $\mathcal{Z}$  est la trace de la matrice densité  $\hat{\rho}$  :

$$\mathcal{Z} = \text{tr} \hat{\rho} \text{ avec } \hat{\rho} = e^{-\beta(\hat{H} - \mu \hat{N})} \quad (1.37)$$

La substitution  $t \longrightarrow i\tau$  permet de transformer l'intégrale de chemin en une intégrale boltzmanienne d'une fonction de probabilité positive. Ceci nous conduit à redéfinir l'intervalle d'intégration :  $[0, +\infty[ \longrightarrow [0, \beta = 1/T]$ . La densité lagrangienne euclidienne  $\mathcal{L}_E$  est obtenue en réalisant la substitution  $\partial_t \longrightarrow -i\partial_\tau$  dans la densité lagrangienne donnée par l'équation 1.8. Cette transformation est une rotation de Wick qui permet de passer de l'espace minkowskien à l'espace euclidien. Le principe de Pauli est satisfait en imposant aux champs fermioniques  $\psi(x)$  et  $\bar{\psi}(x)$  une relation d'anticommutation :  $\psi(x_1)\psi(x_2) + \psi(x_2)\psi(x_1) = 0$ . L'intégration doit se faire sur une infinité de chemins d'espace-temps possibles. Afin de pouvoir réaliser le calcul on réduit le nombre de chemins possibles en discrétisant l'espace-temps en un réseau hypercubique de  $N_{\text{espace}}^3 \times N_\tau$  points. On évalue alors la fonction de partition grand canonique  $\mathcal{Z}$ , et on calcule ensuite les observables thermodynamiques comme la densité d'énergie  $\epsilon$ , la pression  $P$  et l'entropie  $S$ , à l'aide des relations :

$$\epsilon = \frac{T^2}{V} \left( \frac{\partial \ln \mathcal{Z}}{\partial T} \right)_{V, \mu_B}, \quad P = T \left( \frac{\partial \ln \mathcal{Z}}{\partial V} \right)_{T, \mu_B}, \quad S = \left( \frac{\partial(T \ln \mathcal{Z})}{\partial T} \right)_{V, \mu_B} \quad (1.38)$$

La température physique ainsi que le volume dépendent des paramètres du réseau :

$$T = \frac{1}{aN_\tau} \text{ et } V = (aN_{\text{espace}})^3 \quad (1.39)$$

où  $a$  est le paramètre de maille du réseau.

Les figures 1.6 et 1.7 montrent les résultats des calculs sur réseau obtenus dans l'étude du déconfinement. La figure 1.6 représente la variation de la densité d'énergie en fonction de la température. Au voisinage de la température critique  $T_c$  on observe une brusque variation de la densité d'énergie caractéristique de la libération des degrés de liberté partoniques du système, et donc une transition de phase. La transition de phase à faible potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  est de type "crossover", c'est-à-dire une transition de phase de nature continue (les variables thermodynamiques ne subissent pas de discontinuités). À plus grand potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  la transition de phase serait du premier ordre dans la classification d'Ehrenfest, c'est-à-dire avec une discontinuité de la densité d'énergie au voisinage de la température critique  $T_c$ .

La figure 1.7 représente la déviation de l'équation d'état du PQG par rapport à celle d'un gaz parfait de quarks et de gluons ( $\alpha_s = 0$ ) pour lequel  $\epsilon - 3P = 0$ . La déviation importante indique que même après la transition de phase, le système reste fortement lié : les partons interagissent fortement entre eux et ne sont donc pas libres même à haute température.

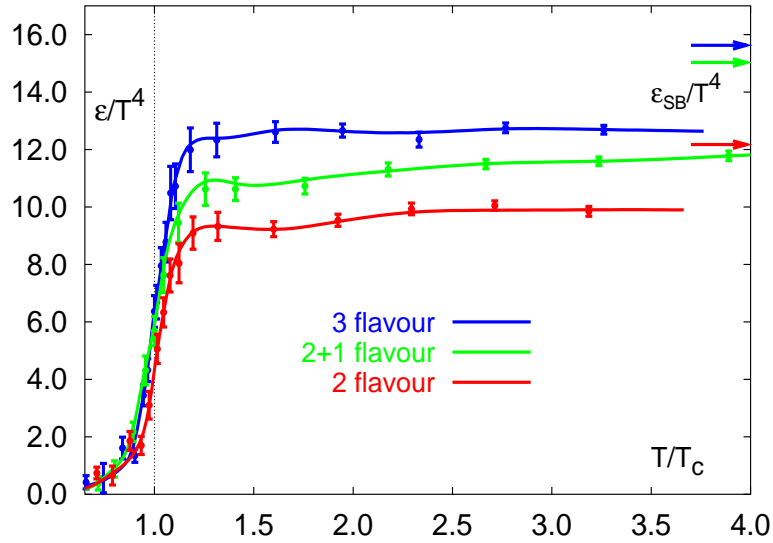


FIG. 1.6 – Densité d'énergie en fonction de la température. Les flèches à droite indiquent le cas limite du gaz parfait. La courbe rouge représente deux saveurs de quarks légers, la bleue trois saveurs légères et la verte deux saveurs légères plus une saveur lourde [32].

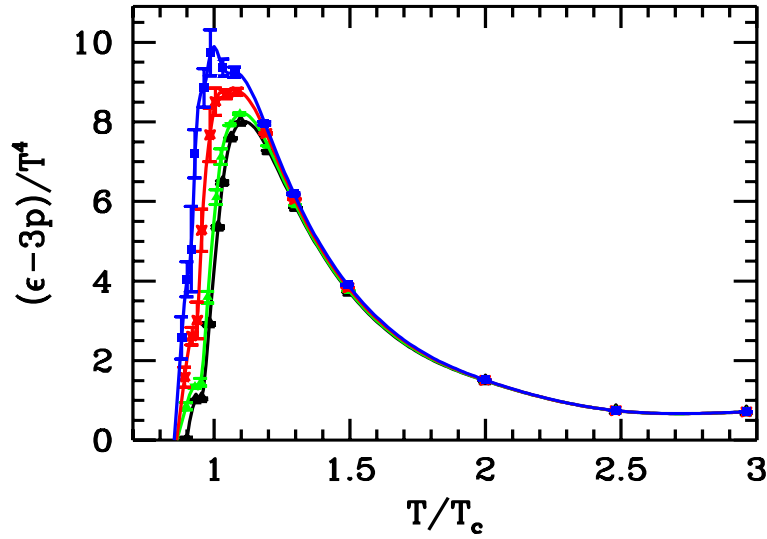


FIG. 1.7 – Déviation de l'équation d'état du plasma de quarks et de gluons par rapport à celle du gaz parfait pour un potentiel chimique baryonique  $\mu_B = 0, 210, 410, 530$  MeV de bas en haut, en fonction de la température, pour un PQG de deux saveurs légères plus une saveur lourde [33].

L. Landau a proposé en 1937 une classification des transitions de phases basée sur les changements de symétrie du système lors de la transition. Il a introduit la notion de paramètre d'ordre, celui-ci est nul dans la phase la plus symétrique et différent de zéro dans l'autre. Le paramètre d'ordre est une caractéristique du système étudié permettant de définir l'ordre de la transition de phase :

- une transition de phase du premier ordre est accompagnée d'une discontinuité du paramètre d'ordre ;
- les transitions d'ordre supérieur, dites transitions continues ou phénomènes critiques, sont accompagnées d'une discontinuité des dérivées des fonctions thermo-

dynamiques.

Ainsi, en QCD sur réseau, on définit les paramètres d'ordre associés au déconfinement et à la restauration de la symétrie chirale :

- le paramètre d'ordre associé au déconfinement est mesuré par la valeur d'attente de la boucle de Polyakov définie par [31] :

$$\langle 0 | L(T) | 0 \rangle = \lim_{r \rightarrow +\infty} e^{-V(r,T)/T} = \begin{cases} 0, & \text{les partons sont confinés;} \\ L(T) > 0, & \text{les partons sont déconfinés,} \end{cases} \quad (1.40)$$

où  $V(r, T)$  est le potentiel de couleur entre deux quarks distants de  $r$ . Ce potentiel se réduit à  $V(r) \sim \sigma r$  dans la limite où  $m_q \rightarrow \infty$  (c'est-à-dire en l'absence de quarks légers) pour  $T < T_c$  et est nul pour  $T > T_c$ . Ce paramètre d'ordre  $L(T)$  a un comportement similaire au paramètre d'ordre de la transition ferromagnétisme-paramagnétisme dans le modèle d'Ising, le moment magnétique  $\vec{M}$  est différent de zéro au-dessous de la température de Curie et nul au-dessus. Dans la limite  $m_q \rightarrow \infty$  la densité lagrangienne  $\mathcal{L}_{QCD}$  de QCD possède une symétrie globale  $Z(3) \in SU(3)$  qui est spontanément brisée lors de la transition confinement/déconfinement.

- comme on l'a déjà vu au paragraphe 1.2.3, dans la limite de masse nulle pour les quarks  $m_q \rightarrow 0$  la densité lagrangienne de QCD  $\mathcal{L}_{QCD}$  possède la symétrie chirale. Le condensat chirale  $\langle \bar{\psi}\psi \rangle$  renseigne sur le terme de masse effective dans  $\mathcal{L}_{QCD}$  et constitue ainsi le paramètre d'ordre associé à la transition chirale [31] :

$$\langle 0 | \bar{\psi}\psi | 0 \rangle = \begin{cases} K(T) > 0, & \text{la symétrie chirale est brisée;} \\ 0, & \text{la symétrie chirale est restaurée.} \end{cases} \quad (1.41)$$

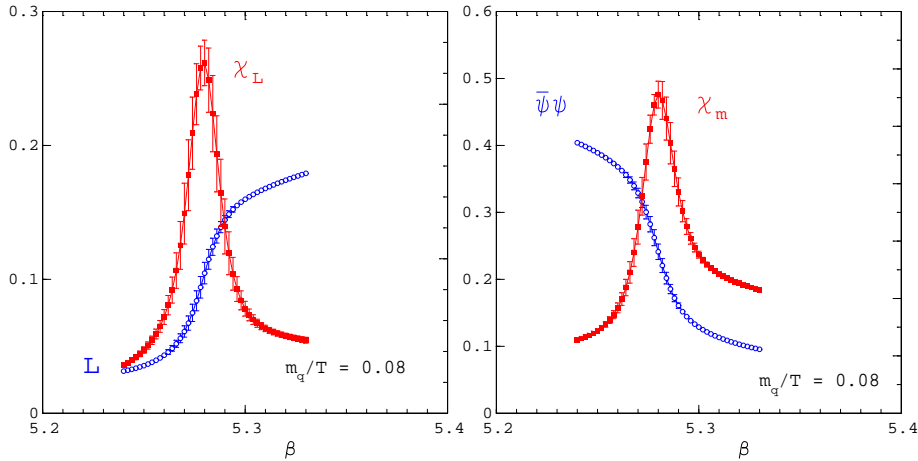


FIG. 1.8 – Évolution des paramètres d'ordre  $L(T)$  et  $\langle \bar{\psi}\psi \rangle(T)$  et de leur susceptibilité correspondante  $\chi_L$  et  $\chi_m$ , associés respectivement à la transition confinement/déconfinement et à la transition chirale, en fonction de  $\beta \sim 1/T$  [32].

La figure 1.8 représente l'évolution des paramètres d'ordre  $L(T)$  et  $\langle \bar{\psi}\psi \rangle(T)$  obtenus par les calculs de QCD sur réseau ainsi que leur susceptibilité correspondante [32] :

$$\chi_L = V(\langle L^2 \rangle - \langle L \rangle^2) \text{ et } \chi_m = \sum_{f=1}^{n_f} \frac{\partial \langle \bar{\psi}_f \psi_f \rangle}{\partial m_f}. \quad (1.42)$$

Les susceptibilités sont introduites préférentiellement car elles permettent de déterminer facilement les températures de transition de phase, en exhibant un pic très net lorsque celle-ci a lieu. On remarque que la transition confinement/déconfinement et la transition chirale se font à la même température :  $T_c = T_\chi$ . Les calculs de QCD sur réseau à température finie et à potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  nul avaient conduit au même résultat. Cette propriété particulière de QCD serait induite par une corrélation entre les deux paramètres d'ordre. En effet la masse effective des quarks a pour effet de créer un champ externe qui tend à ordonner  $L(T)$ , d'où le confinement.

Les calculs de QCD sur réseau prévoient une température critique  $T_c \approx 173 \pm 15$  MeV pour deux saveurs de quark léger à potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  nul, et une densité d'énergie critique  $\epsilon_c = 0.7$  GeV/fm<sup>3</sup>.

### 1.3.3 Le diagramme de phases de QCD

La QCD sur réseau est l'outil adéquat pour explorer le diagramme de phases de la matière nucléaire. La figure 1.9 montre le diagramme de phase dans le plan température  $T$ , potentiel chimique baryonique  $\mu_B$ , issu des calculs de QCD sur réseau pour un plasma de deux saveurs de quarks légers ( $u$ ,  $d$ ) et une saveur de quark lourd ( $s$ ) [34]. Sur ce diagramme, on distingue trois phases différentes :

- la phase hadronique présente à faible température  $T$  et à faible potentiel chimique baryonique  $\mu_B$ . Les hadrons étant singulets de couleur, la phase hadronique est une phase isolante de couleur ;
- le plasma de quarks et de gluons pour des températures élevées. C'est une phase conductrice de couleurs, les quarks y seraient déconfinés ;
- une phase supraconductrice de couleur pour des hauts potentiels chimiques baryoniques  $\mu_B$  et des faibles températures  $T$ . Dans cette phase les quarks s'organisent en paires de Cooper, par analogie à la théorie BCS (Bardeen, Cooper et Schrieffer) de la supraconductivité.

D'après les calculs de QCD sur réseau, la transition de phase entre le gaz hadronique et le plasma de quarks et de gluons serait continue (de type "crossover") à faible potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  (ligne en tirets sur la figure 1.9) et deviendrait du premier ordre pour des potentiels chimiques baryoniques  $\mu_B$  plus élevés (ligne en trait plein sur la figure 1.9). Un point critique existerait au point de rencontre de ces deux transitions où la transition serait du second ordre. Les calculs de QCD sur réseau situent le point critique à  $\mu_B = 360 \pm 40$  MeV et à  $T = 162 \pm 2$  MeV [35].

Le diagramme de phases et l'ordre de la transition de phase vers une phase déconfinée est une fonction compliquée de la masse des quarks, résumée dans la figure 1.10. Les calculs sont effectués à potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  nul.

La phase supraconductrice de couleurs est la moins connue car elle n'est pas accessible expérimentalement. Cependant cet état de matière nucléaire semblerait être présent dans le cœur de certaines étoiles, comme les étoiles à neutrons. La transition entre cette phase et la phase plasma de quarks et de gluons serait du premier ordre. Par contre, peu d'informations sont disponibles quant à l'ordre de la transition vers une phase hadronique. De plus il semblerait que cette phase soit en fait constituée de plusieurs phases distinctes [36], toutes supraconductrices.

La matière nucléaire "normale", modélisée par une phase liquide, correspond à une densité nucléaire normale  $\rho_0 = 0.17$  GeV/fm<sup>3</sup> c'est-à-dire un potentiel chimique baryo-

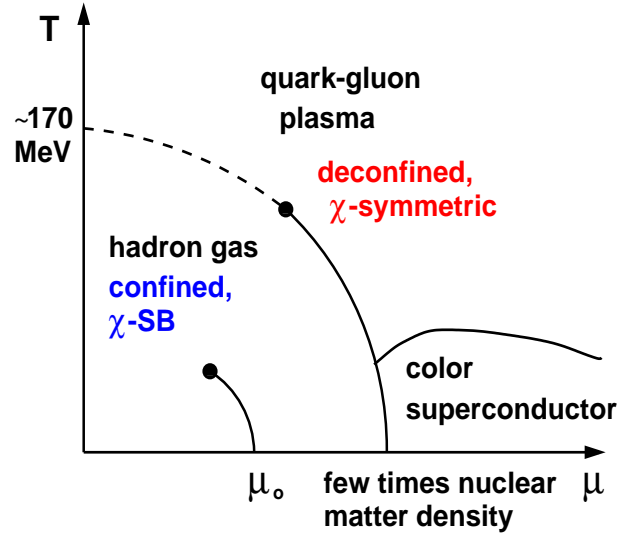


FIG. 1.9 – Diagramme de phases de la matière nucléaire dans le plan potentiel chimique baryonique ( $\mu$ ), température ( $T$ ) de la matière nucléaire obtenu à partir des calculs de QCD sur réseau pour un plasma de deux saveurs de quarks légers ( $u, d$ ) et une saveur de quark lourd ( $s$ ) [34].

### 3-flavour phase diagram

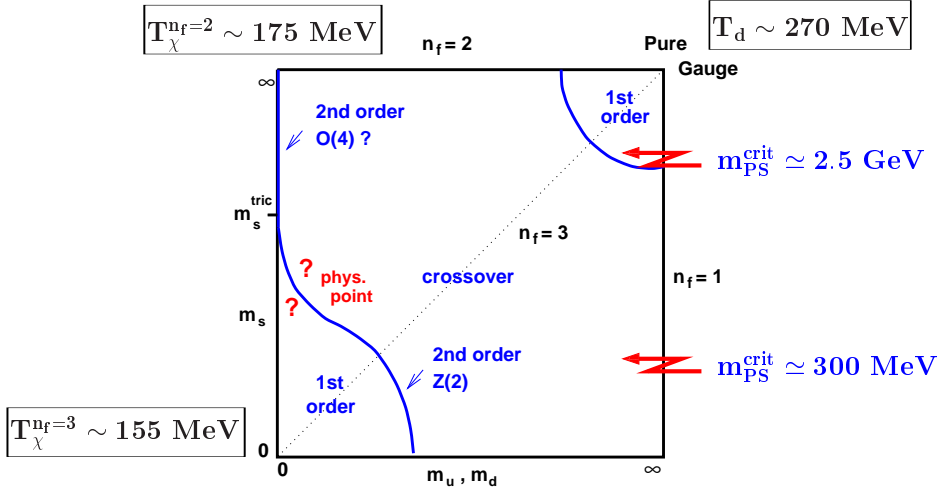


FIG. 1.10 – Diagramme indiquant l'ordre de la transition de phase en fonction de la masse des quarks légers (supposés dégénérés) et celle du quark étrange [34].

nique  $\mu_B = \mu_0 = 940$  MeV. La transition de la phase liquide vers la phase gazeuse est du premier ordre. Cette transition devient rapidement continue.

## 1.4 Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

### 1.4.1 Introduction

Précédemment nous avons vu que pour atteindre les conditions favorables à l'apparition d'un plasma de quarks et de gluons et à la restauration de la symétrie chirale, il

faut être en mesure de créer des systèmes hadroniques suffisamment denses et chauds. Il est nécessaire d'obtenir des densités jusqu'à 5 à 10 fois supérieures à  $\rho_0$  et/ou des températures dépassant 150 MeV. En effet la transition de phase a lieu à une température critique  $T_c \sim 173$  MeV, soit une température de l'ordre de  $10^{13}$  K, supérieure de cinq ordres de grandeur à la température du soleil qui est de  $10^8$  K.

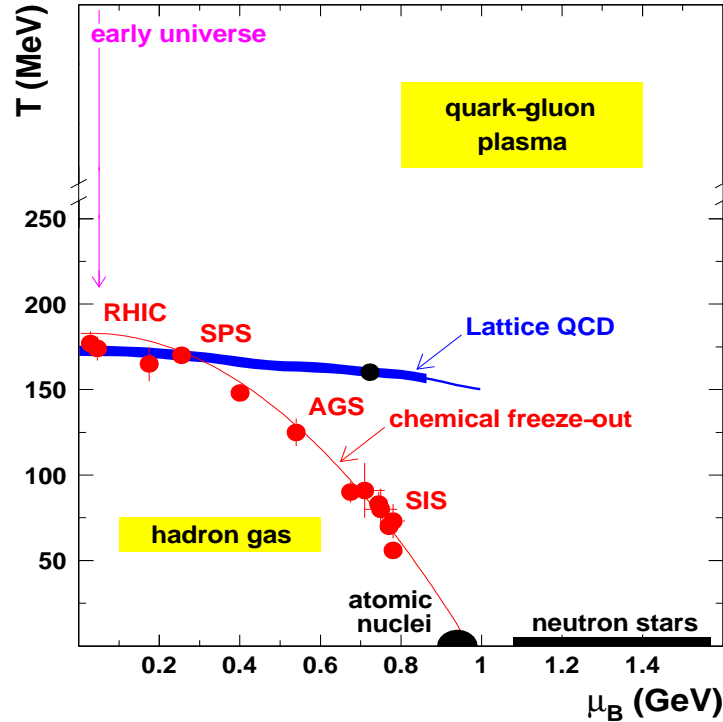


FIG. 1.11 – Diagramme de phases de la matière nucléaire dans le plan température ( $T$ ), potentiel chimique baryonique ( $\mu_B$ ) [36].

On peut se demander où trouver ces conditions thermodynamiques extrêmes ?

- pendant les premières microsecondes du “Big Bang” : les équations décrivant l'évolution de l'Univers prédisent que celui-ci, à ses débuts, se trouvait sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons. L'asymétrie matière anti-matière étant alors inexistante, le potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  était donc nul. L'Univers aurait donc suivi une trajectoire verticale sur le diagramme de phases à  $\mu_B = 0$  (cf. figure 1.11). La température diminuant fortement avec son expansion, les quarks auraient fini par s'assembler pour former les nucléons et donc subi une transition de phase conduisant à l'Univers hadronique que nous connaissons aujourd'hui ;
- au cœur des étoiles les plus denses : un plasma de quarks et de gluons pourrait exister au centre des étoiles à neutrons, où la densité baryonique est très élevée ;
- lors des collisions d'ions lourds : c'est l'outil que les physiciens ont à disposition pour mettre en évidence et étudier cette nouvelle phase de la matière nucléaire et explorer le diagramme de phases représenté figure 1.11. Les noyaux d'ions lourds sont accélérés jusqu'à des vitesses proches de celle de la lumière, puis entrent en collision. Un plasma de quarks et de gluons pourrait alors se former car les densités d'énergies et températures atteintes dans de telles collisions sont gigantesques. L'existence du PQG y sera brève, typiquement de l'ordre de  $10^{-23}$



seconde (temps mis par la lumière pour traverser un noyau). La densité d'énergie atteinte dans ces collisions augmente avec l'énergie des faisceaux d'ions lourds. Les points expérimentaux de la figure 1.11, ont été obtenu auprès des accélérateurs SIS, AGS, SPS et RHIC. Ces mesures sont représentatives du “freeze-out” chimique (fin des collisions inélastiques), c'est-à-dire que le contenu chimique en hadrons est figé. On constate que, indépendamment des énergies incidentes des collisions, les points expérimentaux se répartissent sur une même courbe correspondant à une valeur moyenne de l'énergie des particules divisée par la valeur moyenne du nombre de hadrons ( $\langle E \rangle / \langle N \rangle$ ) de 1 GeV [37]. Il existe une corrélation entre le gel chimique (fin des collisions inélastiques) et la diminution rapide de leur énergie. D'un point de vue phénoménologique on peut considérer que  $\langle E \rangle / \langle N \rangle \simeq 1$  GeV correspond au moment où les collisions inélastiques cessent.

Accélérateurs Ions lourds	SPS (CERN) Pb-Pb	RHIC (BNL) Au-Au	LHC (CERN) Pb-Pb
mode	cible fixe	collision	collision
$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	17.3	200	5500
$\epsilon$ (GeV/fm <sup>3</sup> )	3	5	16-64
$\tau_r$ (fm/c)	1	0.1	0.005
$\tau_0$ (fm/c)	$\sim 1$	$\sim 0.2$	$\sim 0.1$
$\tau_{PQG}$ (fm/c)	$< 2$	2-4	$> 10$
$\tau_f$ (fm/c)	$\sim 10$	$\sim 20-30$	$\sim 30-40$
$V_f$ (fm <sup>3</sup> )	$\sim 10^3$	$\sim 10^4$	$\sim 10^5$

TAB. 1.2 – Quelques caractéristiques des systèmes produits dans les collisions centrales A-A auprès du SPS, du RHIC et du LHC : énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s_{NN}}$ , densité d'énergie  $\epsilon$  calculée à partir de la relation de Bjørken 2.1 pour  $\tau_0 = 1$  fm/c, temps d'interpénétration des noyaux  $\tau_r$ , temps de formation du plasma  $\tau_0$ , temps de vie du plasma  $\tau_{PQG}$ , temps de “freeze-out”  $\tau_f$  et volume du “freeze-out”  $V_f$  [38, 39, 40].

Les caractéristiques du milieu formé lors des collisions centrales noyau-noyau avec les accélérateurs du SPS (“Super Proton Synchrotron”), du RHIC (“Relativity Heavy Ion Collider”) et du LHC (“Large Hadron Collider”) sont présentées dans le tableau 1.2. On observe ainsi un facteur  $\sim 10$  entre le SPS et le LHC et un facteur  $\sim 3-13$  entre le RHIC et le LHC, pour les densités d'énergie atteintes.

### 1.4.2 Variables cinématiques

Avant d'étudier les collisions d'ions lourds, il est utile de définir les variables cinématiques communément utilisées. On distinguera les coordonnées longitudinales suivant l'axe  $z$  du faisceau et les coordonnées transverses  $x$  et  $y$  dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau. On décompose usuellement l'impulsion en sa composante longitudinale  $p_z$  et sa composante transverse  $p_t$ . On définit la masse transverse  $m_t$  d'une particule :

$$m_t^2 = m^2 + p_t^2 \text{ avec } p_t^2 = p_x^2 + p_y^2 \quad (1.43)$$

La rapidité  $y$  de la particule, qui est l'équivalent de la vitesse longitudinale  $v_z = \beta_z c$  en cinématique classique, s'exprime en fonction de l'énergie  $E$  de la particule et de son

impulsion longitudinale  $p_z$  :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 + \beta_z}{1 - \beta_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (1.44)$$

La rapidité est une grandeur additive dans des transformations de Lorentz suivant l'axe de la collision. Cette propriété entraîne une invariance de la forme des distributions en rapidité dans une transformation de Lorentz. L'énergie  $E$  et l'impulsion longitudinale  $p_z$  de la particule s'expriment en fonction de la rapidité  $y$  :

$$E = m_t \cosh(y) \quad (1.45)$$

$$p_z = m_t \sinh(y) \quad (1.46)$$

L'ensemble des variables  $(m, m_t, y, \varphi)$  où  $\varphi$  est l'angle azimuthal, détermine complètement le quadri-vecteur impulsion énergie  $p_\mu = (E, \vec{p})$  de la particule. Afin de mesurer expérimentalement la rapidité  $y$ , on doit mesurer expérimentalement deux variables indépendantes. Dans la limite ultra-relativiste, c'est-à-dire lorsque l'impulsion est grande devant la masse de la particule ( $E \simeq p$ ), la rapidité est confondue avec la pseudo-rapidité  $\eta$  :

$$\eta = -\ln \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (1.47)$$

où  $\theta$  est l'angle polaire de la particule (angle entre l'impulsion  $\vec{p}$  et l'axe  $z$  du faisceau). Ainsi pour mesurer expérimentalement la pseudo-rapidité  $\eta$ , il suffit de mesurer  $\theta$ .

### 1.4.3 Évolution spatio-temporelle d'une collision : scénario de Bjørken

Comme cela a déjà été mentionné au paragraphe 1.4.1, les collisions d'ions lourds ultra-relativistes sont le seul outil nous permettant de produire des régions de très haute densité et donc de pouvoir produire le plasma de quarks et de gluons.

Dans une collision d'ions lourds ultra-relativistes, les ions sont fortement aplatis dans la direction longitudinale du fait de la contraction de Lorentz (le facteur de Lorentz  $\gamma$  vaut environ 9 pour une collision à 158 GeV/c/nucléon sur cible fixe). La figure 1.12 illustre la collision de deux ions dans le référentiel du centre de masse. Suite à la collision, on distingue trois régions correspondant à trois domaines de rapidité : deux régions de fragmentation de la cible (domaine en rapidité négatif  $y < 0$ ) et du projectile (domaine en rapidité positif  $y > 0$ ) s'éloignant l'une de l'autre, et la création d'un milieu très excité et très chaud dans la région de rapidité centrale ( $y \simeq 0$ ). À haute énergie, le pouvoir d'arrêt de la matière nucléaire n'est pas total, les noyaux sont transparents. Les partons du milieu excité produisent des nouvelles particules : essentiellement des pions et des kaons. Le milieu évolue d'un état de pré-équilibre vers un état de plasma de quarks et de gluons thermalisés. Le plasma ainsi créé est décrit par les lois de l'hydrodynamique.

L'évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes proposée par Bjørken est représentée dans le diagramme d'espace temps  $(z, t)$  de la figure 1.13, où les hyperboles correspondent à des temps propres  $\tau$  constants. Des hyperboles correspondant à des temps propres  $\tau_j$  séparent les différentes étapes de l'expansion de la

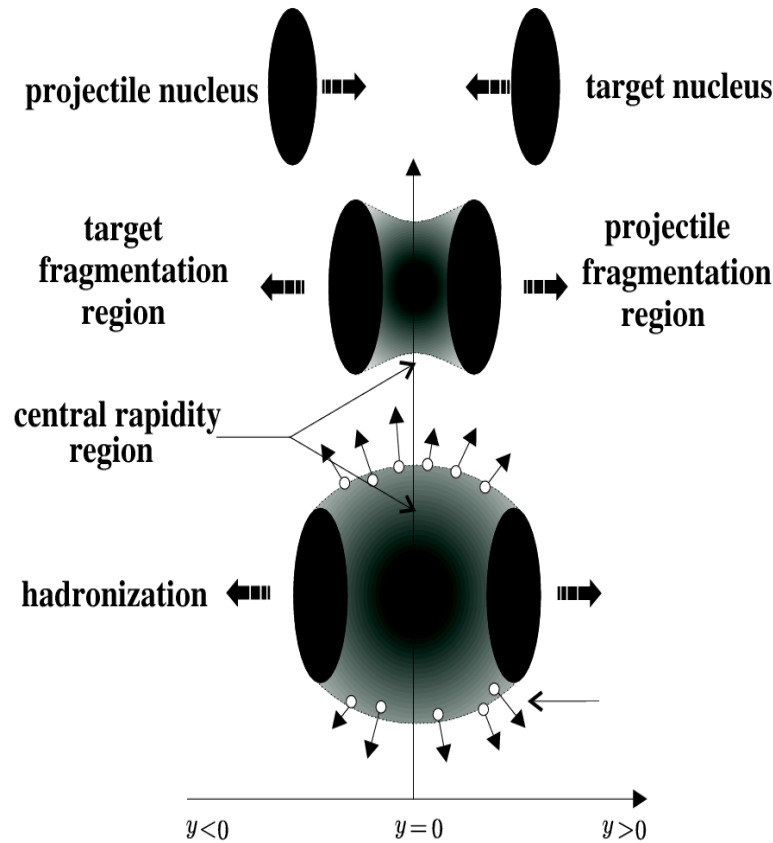


FIG. 1.12 – Représentation schématique d’une collision d’ions lourds ultra-relativistes en fonction de la rapidité  $y$ .

région centrale. Le temps propre  $\tau$  est le temps exprimé dans le référentiel du centre de masse de la collision et est défini par :  $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ . Dans le scénario de Bjorken les différentes étapes de l’évolution d’une collision sont :

- pour  $\tau < 0$ , les deux noyaux sont accélérés jusqu’à atteindre des vitesses très proches de celle de la lumière. Le modèle “Color Glass Condensate” (CGC) (cf. paragraphe 1.4.6.3) pourrait jouer un rôle important dans la compréhension de l’évolution de la collision et ce jusqu’à  $\tau < 0.2 \text{ fm}/c$  ;
- à  $\tau = 0$ , les noyaux entrent en collision et les premières collisions partons-partons ont lieu ;
- entre  $0 < \tau \lesssim 1 \text{ fm}/c$ , c’est l’étape de thermalisation. Le système produit est hors équilibre. Les partons continuent d’interagir fortement entre eux, thermalisant ainsi le milieu ;
- entre  $1 < \tau \lesssim 10 \text{ fm}/c$ , si la thermalisation du milieu est atteinte alors que la densité d’énergie est supérieure à la densité d’énergie critique  $\epsilon_c$  alors ce système évolue vers un milieu de quarks et de gluons déconfinés : le plasma de quarks et de gluons. Ensuite le système continue de s’étendre et se refroidit à cause de son expansion longitudinale de nature hydrodynamique. En se refroidissant le système subit une transition de phase de type “crossover” à la température critique  $T = T_c = 173 \text{ MeV}$  vers une phase hadronique ;
- pour  $\tau \gtrsim 10 \text{ fm}/c$ , le système évolue jusqu’à disparition complète de tous les degrés de liberté partoniques et l’hadronisation des partons a lieu. Le système

évolue comme un gaz de hadrons libres dans lequel on distingue deux étapes :

- le gel chimique (“chemical freeze-out”) correspondant à la fin des collisions inélastiques, la composition hadronique est fixée ;
- le gel thermique (“thermal freeze-out”) correspondant à la fin des collisions élastiques, la cinématique des hadrons est alors figée.

Les hadrons se désintègrent alors en produisant une multitude de particules qui seront ensuite détectées.

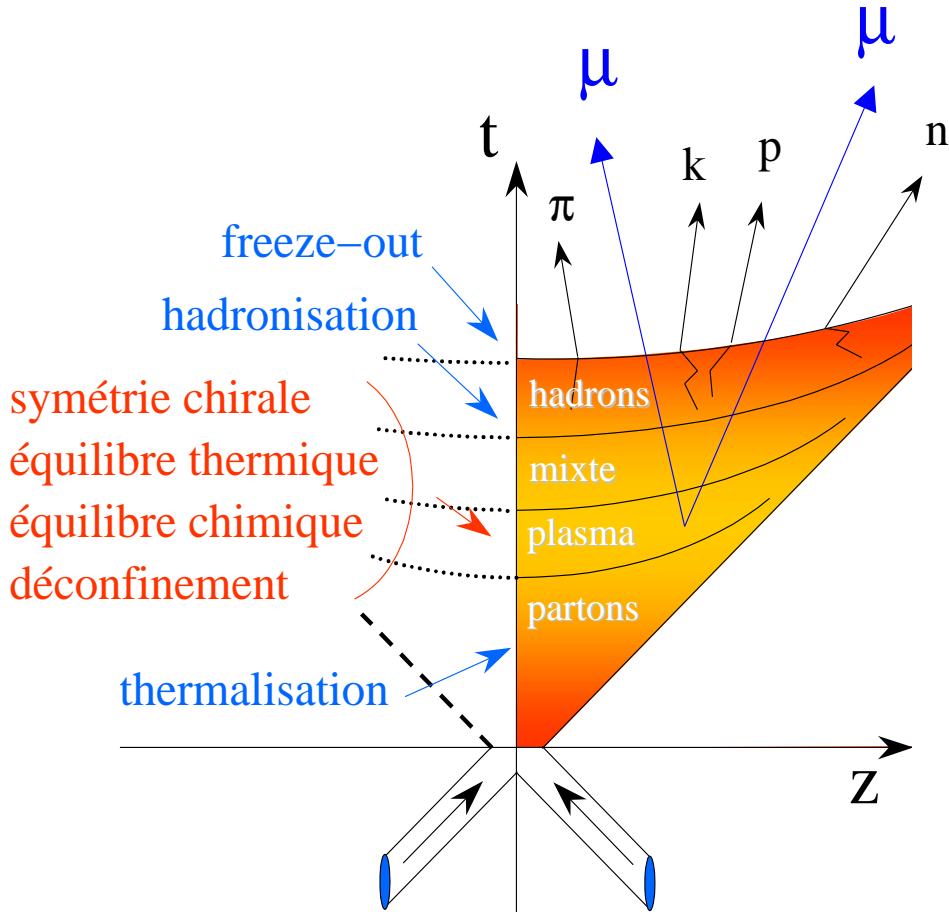


FIG. 1.13 – Évolution spatio-temporelle d’une collision d’ions lourds ultra-relativistes dans le scénario de Bjørken.

Bjørken proposa en 1983 un modèle d’évolution hydrodynamique du plasma de quarks et de gluons dans la région centrale bâti avec les hypothèses suivantes [41] :

- Après interpénétration des deux noyaux, les deux fragments issus de la collision s’éloignent emportant le nombre baryonique des deux projectiles (cas idéal de la transparence nucléaire). La région centrale fortement excitée et chaude est dépourvue de nucléons.
- La distribution en rapidité  $\frac{dN}{dy}$  des particules issues de la région centrale présente un plateau central. Ainsi le système présente une symétrie dans la région centrale, qui traduit une invariance du système par rapport à la rapidité.

Compte tenu des hypothèses de Bjørken, les grandeurs physiques ne dépendent pas de la coordonnée longitudinale. La dynamique du système est décrite par les champs de

pression  $p(\tau)$ , de densité d'énergie  $\epsilon(\tau)$ , de température  $T(\tau)$  et de vitesse  $u^\mu = \frac{dx^\mu}{d\tau}$  qui ne dépendent que du temps propre  $\tau = t\sqrt{1 - \beta_z^2}$ , où  $\beta_z$  est la vitesse longitudinale de l'expansion du système dans le référentiel du laboratoire. Cette expansion est équivalente à l'expansion de l'univers dans le scénario de Hubble.

En hydrodynamique relativiste, le tenseur impulsion-énergie  $T^{\mu\nu}$  doit être conservé :

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0 \text{ avec } T^{\mu\nu} = (\epsilon + P)u^\mu u^\nu - P g^{\mu\nu}. \quad (1.48)$$

Ceci nous conduit à l'équation d'évolution de la densité d'énergie en fonction du temps propre :

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial \tau} + \frac{4}{3} \frac{\epsilon}{\tau} = 0. \quad (1.49)$$

On résout cette équation et de plus on suppose que le plasma de quarks et de gluons est un gaz parfait relativiste, la pression et la densité d'énergie sont reliées par l'équation d'état :  $\epsilon - 3P = 0$ , ce qui nous conduit à :

$$\epsilon(\tau) = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{\frac{4}{3}} \epsilon(\tau_0), \quad P(\tau) = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{\frac{4}{3}} P(\tau_0). \quad (1.50)$$

La pression  $P$  du système étant proportionnelle à  $T^4$  (loi de Stefan-Boltzmann), le refroidissement du plasma dépend donc du temps propre selon la relation :

$$T(\tau) = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{\frac{1}{3}} T(\tau_0). \quad (1.51)$$

La densité d'entropie  $s = dS/dV$  s'écrit  $s = (\epsilon + p)/T$ . Compte tenu des équations 1.50 et 1.51, la densité d'entropie est inversement proportionnelle au temps propre :

$$s(\tau) = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right) s(\tau_0) \quad (1.52)$$

L'élément de volume  $dV$  étant donné par  $dV = dx_\perp \tau dy$  la loi de conservation de l'entropie s'écrit :

$$\frac{d}{d\tau} \left( \frac{dS}{dy} \right) = 0. \quad (1.53)$$

L'expansion hydrodynamique du plasma se fait à entropie constante par unité de rapidité.

Nous avons vu au paragraphe 1.3.2 que l'équation d'état du gaz parfait n'était pas valable pour décrire le plasma de quarks et de gluons car les partons interagissent fortement ( $\epsilon > 3P$ ). Ainsi on peut écrire :

$$\epsilon_0 \frac{\tau_0}{\tau} > \epsilon(\tau) > \epsilon(\tau_0) \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{\frac{4}{3}} \quad (1.54)$$

où le premier terme correspond à l'évolution de la densité d'énergie du système aux premiers instants de la collision pour  $\tau < \tau_0$ .

### 1.4.4 La centralité d'une collision

La centralité d'une collision est définie à partir d'une donnée géométrique : le paramètre d'impact  $b$ . Le paramètre d'impact  $b$  est la distance transverse entre les deux centres des noyaux impliqués dans la collision (cf. figure 1.14). Suivant les valeurs du paramètre d'impact on distingue deux types de collisions (cf. figure 1.14) :

- pour  $b \approx R_1 + R_2$  ( $R_1$  et  $R_2$  étant les rayons des deux noyaux entrant en collision) les collisions sont dites périphériques ;
- pour  $b \approx 0$  les collisions sont dites centrales.

La centralité de la collision est directement reliée à la densité d'énergie atteinte dans la collision. En effet plus la collision est centrale plus la densité d'énergie atteinte est élevée. La mesure du paramètre d'impact  $b$  dans les collisions d'ions lourds peut donc nous permettre d'étudier les observables physiques du système en fonction de la densité d'énergie. Dans une collision noyau-noyau A-B, il existe d'autres variables corrélées à la centralité :

- le nombre de nucléons dits "participants"  $N_{AB}^{part}$  qui subissent au moins une collision inélastique. Ce sont les nucléons contenus dans la zone de recouvrement des noyaux (cf. figure 1.14) ;
- le nombre de nucléons dits "spectateurs"  $N_{AB}^{spect}$  qui ne participent pas à la collision (cf. figure 1.14) ;
- le nombre de collisions proton-proton inélastiques  $N_{AB}^{inel}$  dans une collision noyau-noyau.

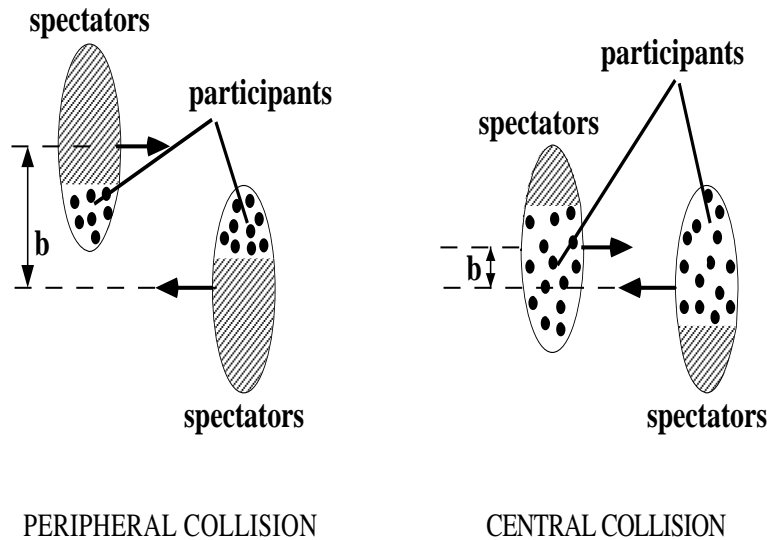


FIG. 1.14 – Représentation schématique d'une collision périphérique (à gauche) et d'une collision centrale (à droite).

Le paramètre d'impact  $b$  n'est pas mesurable expérimentalement dans les collisions d'ions lourds. Expérimentalement nous avons accès à la multiplicité c'est-à-dire le nombre de particules chargées émises et/ou à l'énergie déposée dans des calorimètres à zéro degré par les nucléons "spectateurs" de l'interaction. Pour relier ces observables au paramètre d'impact  $b$  nous utilisons le modèle géométrique de Glauber [43] (cf. Annexe A). Connaissant le paramètre d'impact et la section efficace proton-proton d'un processus physique, le modèle de Glauber permet alors d'estimer la section efficace

noyau-noyau. Le modèle de Glauber permet également de relier ces variables ( $N_{AB}^{part}$ ,  $N_{AB}^{spect}$ ,  $N_{AB}^{inel}$ ) au paramètre d'impact  $b$ . Dans les collisions noyau-noyau, ces variables d'échelles sont utilisées pour extrapoler les observables des collisions proton-proton aux collisions noyau-noyau. Dans une collision noyau-noyau, le nombre de processus "mous"  $N_{AB}^{soft}$  ou de basse énergie est important et proportionnel à l'énergie totale injectée dans la collision, c'est-à-dire  $N_{AB}^{part}$  :

$$N_{AB}^{soft} = \frac{1}{2} N_{AB}^{part} \times N_{pp}^{soft} \quad (1.55)$$

où  $N_{pp}^{soft}$  est le nombre de processus "mous" dans les collisions proton-proton. Alors que les processus "durs" ou de grande énergie est petit et proportionnel à  $N_{AB}^{inel}$  :

$$N_{AB}^{hard} = N_{AB}^{inel} \times N_{pp}^{hard} \quad (1.56)$$

où  $N_{pp}^{hard}$  est le nombre de processus "durs" dans une collision proton-proton.

## 1.4.5 La production de dileptons dans les collisions d'ions lourds

### 1.4.5.1 Production directe de dileptons

#### Production de dileptons dans un plasma de quarks et de gluons

Dans le plasma de quarks et de gluons, l'annihilation d'une paire quark-antiquark conduit à la formation d'un photon virtuel qui se désintègre en une paire lepton-antilepton. Le diagramme de Feynman du processus  $q + \bar{q} \rightarrow \mu^+ + \mu^-$  est représenté figure 1.15. Le libre parcours moyen des leptons produits étant très grand (ils n'interagissent avec les autres particules créées que de manière électrofaible), ils ne sont pas affectés par la matière chaude lors de la traversée du volume de l'interaction.

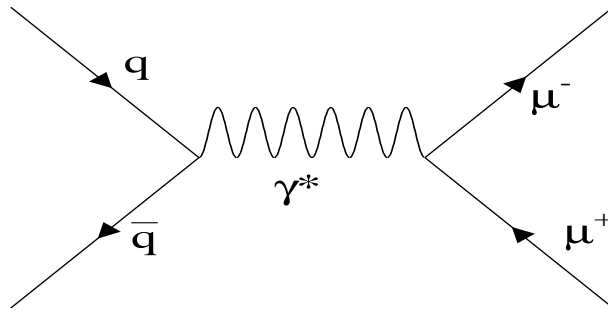


FIG. 1.15 – Diagramme de Feynman du processus  $q + \bar{q} \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ .

La section efficace électromagnétique de l'annihilation d'une paire quark-antiquark en deux muons est déterminée par [44] :

$$\sigma(q\bar{q} \rightarrow \mu^+\mu^-) = \sum_i e_i^2 \frac{8\pi\alpha^2}{9M_{\mu\mu}} \left(1 + 2\frac{m^2}{M_{\mu\mu}^2}\right) \sqrt{1 - 4\frac{m^2}{M_{\mu\mu}^2}}. \quad (1.57)$$

où  $e_i$  est la charge du quark,  $\alpha \sim 1/137$  la constante de structure fine,  $M_{\mu\mu}$  la masse invariante du dimuon et  $m$  la masse du muon. Le taux de production des dimuons dans

un plasma de quarks et de gluons est calculé à partir de 1.57 de la manière suivante :

$$\frac{d^8 N_Q}{d^4 x d^4 p} \sim \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \bar{q}}{(2\pi)^3} v_{q\bar{q}} \sigma(q\bar{q} \longrightarrow \mu^+ \mu^-) f_q f_{\bar{q}} \delta(p - q - \bar{q}) \quad (1.58)$$

où  $N_Q$  est le nombre de dimuons produits,  $d^4 x$  le volume infinitésimal de l'espace-temps,  $p$  est l'impulsion du dimuon,  $q$  ( $\bar{q}$ ) est l'impulsion du quark (antiquark),  $v_{q\bar{q}}$  est la vitesse relative entre les quarks et  $f_q$  et  $f_{\bar{q}}$  sont les fonctions de distributions des impulsions des quarks et des antiquarks données par la statistique de Fermi-Dirac. Les dileptons ainsi produits nous renseignent sur l'état thermodynamique du milieu au moment de sa formation.

### Processus Drell-Yan

Dans le processus Drell-Yan [45] nucléon-nucléon, un quark de valence d'un des nucléons interagit avec un antiquark (de même saveur) de la mer de Dirac de l'autre nucléon. Ils s'annihilent pour former un photon virtuel qui se désintègre en une paire de leptons. Le diagramme de Feynman du processus Drell-Yan est représenté figure 1.16 où  $n_1$  et  $n_2$  sont les nucléons des noyaux de la cible et du projectile.

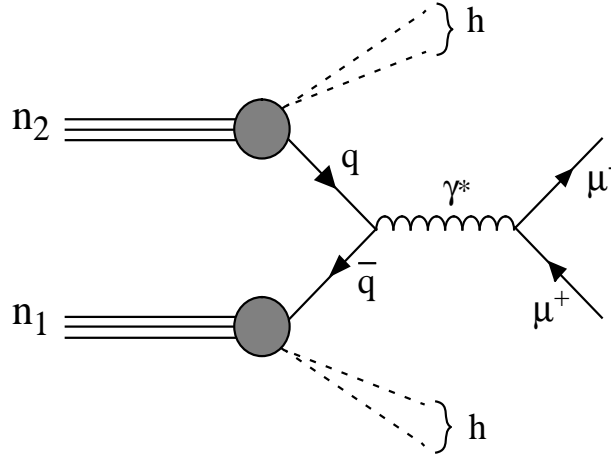


FIG. 1.16 – Diagramme de Feynman du processus Drell-Yan à l'ordre le plus bas.

La section efficace différentielle de ce processus s'écrit comme le produit de convolution de la section efficace  $\sigma(q\bar{q} \longrightarrow \mu^+ \mu^-)$  précédente 1.57 par la probabilité  $f_i^{n2,1}(x_{1,2})$  (respectivement  $\bar{f}_i^{n2,1}(x_{1,2})$ ) de trouver un quark (respectivement un antiquark) de saveur  $i$  transportant une fraction  $x_{1,2}$  de l'impulsion longitudinale :

$$\frac{d^2 \sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{1}{3} \sigma(q\bar{q} \longrightarrow \mu^+ \mu^-) \sum_{i=1}^{n_f} e_i^2 \{ f_i^{n2}(x_1) \bar{f}_i^{n1}(x_2) + \bar{f}_i^{n2}(x_1) f_i^{n1}(x_2) \} \quad (1.59)$$

La section efficace s'écrit sous la forme de trois facteurs, les fonctions de structures des nucléons cible et projectile et la section efficace  $\sigma(q\bar{q} \longrightarrow \mu^+ \mu^-)$ . Cette propriété du processus Drell-Yan, appelée factorisation, reste valide au-delà du premier ordre. Au terme de Born 1.59, on doit apporter des corrections QCD (incluant les gluons) en introduisant une dépendance d'échelle  $f(x, M^2)$  dans les fonctions de structure explicitement calculées à partir des équations d'évolution DGLAP pour Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi.



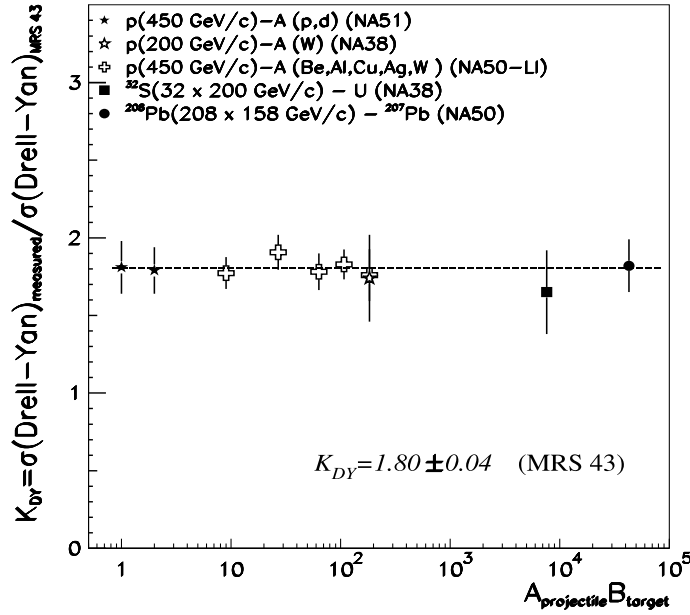


FIG. 1.17 – Rapport  $K_{DY}$  des sections efficaces de production du Drell-Yan mesurées sur théoriques à l'ordre le plus bas (LO), en fonction du produit AB. La fonction de structure des partons utilisée est MRS A [46].

Expérimentalement on définit le rapport  $K_{DY}$  des sections efficaces de production du Drell-Yan mesurée et théorique à l'ordre le plus bas LO (“Leading Order”). La figure 1.17 représente le rapport  $K_{DY}$  en fonction du produit AB (A est le nombre de nucléons du noyau cible et B le nombre de nucléons du noyau projectile) pour différentes collisions p-A et A-B obtenu par les expériences NA51 [47], NA38 [48] et NA50 [49, 50]. On constate que le rapport  $K_{DY}$  est constant en fonction du produit AB, ce qui nous permet d'écrire la section efficace de production  $\sigma_{AB}^{DY}$  de la manière suivante :

$$\sigma_{AB}^{DY} = \sigma_{NN}^{DY} (AB)^\alpha = \sigma_{NN}^{DY} (AB) \quad (1.60)$$

où  $\sigma_{NN}^{DY}$  est la valeur moyenne de la section efficace Drell-Yan dans les collisions nucléon-nucléon. Comme il n'y a pas d'absorption nucléaire on en déduit que  $\alpha = 1$ . Ainsi la section efficace du Drell-Yan est proportionnelle au nombre de collisions mises en jeu.

Le processus Drell-Yan est un processus électromagnétique, donc insensible à l'interaction forte (il n'est pas supprimé dans la matière nucléaire), ce qui en fait une bonne référence pour l'étude de la suppression du  $J/\Psi$ . Au SPS, les expériences NA50 et NA60 utilisent, entre autre, le Drell-Yan comme normalisation dans l'étude de la production de  $J/\Psi$  en fonction de la centralité des collisions. Au LHC, le processus Drell-Yan ne pourra plus être utilisé comme référence à cause de sa section efficace trop faible.

#### 1.4.5.2 Production indirecte de dileptons

##### Désintégration semi-leptonique des mésons charmés

Dans les collisions nucléon-nucléon les paires  $c\bar{c}$  sont produites par annihilation d'un quark d'un des nucléons avec un antiquark d'un autre nucléon (cf. figure 1.18a) ou par

fusion de gluons (cf. figure 1.18b, c et d), qui est la contribution dominante à l'énergie du SPS ( $\sim 80\%$ ).

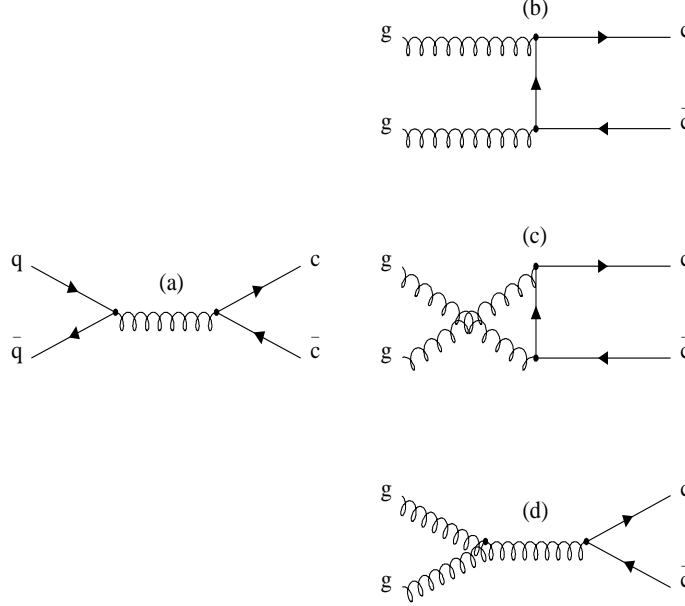


FIG. 1.18 – Diagrammes de Feynman pour la production des paires  $c\bar{c}$ .

La production d'une paire  $c\bar{c}$  conduit soit à la formation d'une résonance ( $J/\Psi$ ,  $\Psi'$ ), soit à la formation d'une paire  $D^+D^-$  par fragmentation du quark  $c$  et de l'antiquark  $\bar{c}$ . Le méson  $D^+$  (respectivement  $D^-$ ) est une particule formée d'un quark  $c$  (respectivement d'un antiquark  $\bar{c}$ ) lié à un antiquark  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$  ou  $\bar{s}$  (respectivement lié à un quark  $u$ ,  $d$  ou  $s$ ). La désintégration semi-leptonique simultanée des mésons charmés  $D^+D^-$  conduit à la formation de paires lepton-antilepton contribuant au spectre en masse invariante continu des dimuons (dans la région des masses intermédiaires :  $1.5 \text{ GeV}/c^2 < M_{\mu\mu} < 2.5 \text{ GeV}/c^2$ ) par les processus suivants :

$$\begin{cases} D^+ & \longrightarrow \mu^+ + \bar{K}^0 + \nu_\mu \\ D^- & \longrightarrow \mu^- + K^0 + \bar{\nu}_\mu \end{cases}$$

Les paires de muons issues de la désintégration des mésons charmés proviennent à 90% de la famille des mésons  $D$ , les 10% restants provenant des baryons  $\Lambda_c$ ,  $\Xi_c$  et  $\Sigma_c$ . Pour désigner la production de charme on utilise le terme générique  $D\bar{D}$ . Le tableau 1.3 présente les mésons et baryons ayant un canal de désintégration en muons [51].

Une paire est dite corrélée lorsqu'une paire de leptons provient de la désintégration de mésons charmés de la même paire  $D\bar{D}$ . Lorsque les leptons sont issus de mésons  $D$  et  $\bar{D}$  non corrélés alors on parle de paire décorrélée. La figure 1.19 compare la section efficace totale de production de la paire  $c\bar{c}$  en fonction de l'énergie, issue de différentes données expérimentales avec les calculs théoriques à l'ordre le plus bas LO effectués avec le générateur PYTHIA [54].

La dépendance en  $A$  de la section efficace de production de charme dans les collisions p-A peut être écrite, par analogie à 1.60 :

$$\sigma_{c\bar{c}}^{pA} = \sigma_{c\bar{c}}^{pp} A^\alpha \quad (1.61)$$

	Particules	Composition	Masse (MeV/c <sup>2</sup> )	$B_{D \rightarrow \mu X}$ (%)
Mésons charmés ( $c = \pm 1$ )	$D^0, \bar{D}^0$	$(c\bar{u}), (\bar{c}u)$	$1864.5 \pm 0.4$	$6.5 \pm 0.7$
	$D^+, D^-$	$(c\bar{d}), (\bar{c}d)$	$1869.3 \pm 0.4$	$17.2 \pm 1.9$
Mésons étranges et charmés ( $c = s = \pm 1$ )	$D_s^+, D_s^-$	$(c\bar{s}), (\bar{c}s)$	$1968.2 \pm 0.3$	$8.0^{+6}_{-5}$
Baryons charmés ( $c = +1$ )	$\Lambda_c^+, \Lambda_c^-$	$(udc), (\bar{u}\bar{d}\bar{c})$	$2286.46 \pm 0.14$	$4.5 \pm 1.7$
	$\Xi_c^+, \Xi_c^-$	$(usc), (\bar{u}\bar{s}\bar{c})$	$2467.9 \pm 0.4$	$8.0 \pm 5.0$
	$\Xi_c^0, \bar{\Xi}_c^0$	$(dsc), (\bar{d}\bar{s}\bar{c})$	$2471.0 \pm 0.4$	$8.0 \pm 5.0$
	$\Omega_c^0, \bar{\Omega}_c^0$	$(ssc), (\bar{s}\bar{s}\bar{c})$	$2697.5 \pm 2.6$	$8.0 \pm 5.0$

TAB. 1.3 – Mésons et baryons charmés ayant un canal de désintégration en muons.  $B_{D \rightarrow \mu X}$  (%) est le rapport de branchement.

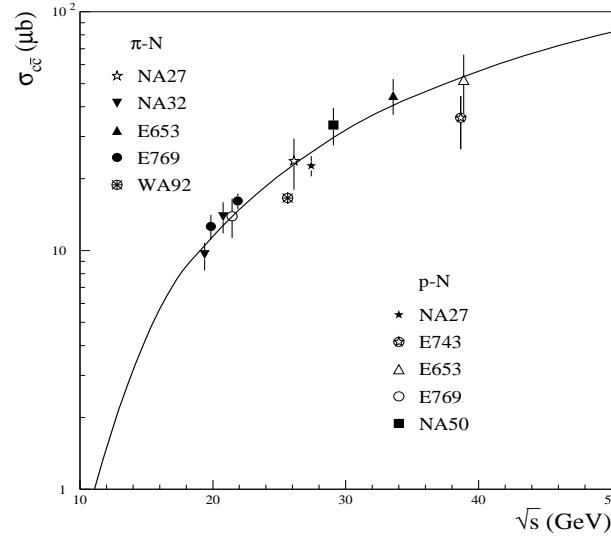


FIG. 1.19 – Section efficace totale de production de la paire  $c\bar{c}$  pour  $x_F > 0$  dans les collisions induites par un pion ou un proton en fonction de l'énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s}$  (GeV) [52].

La collaboration E769 [54] a mesuré la dépendance des sections efficaces de production  $\sigma_{D^0}$  et  $\sigma_{D^+}$  des mésons  $D^0$  et  $D^+$  en étudiant les collisions  $\pi$ -A à 250 GeV/c sur des cibles de Be, Al, Cu et W. En ajustant ces données avec 1.61, elle a obtenu  $\alpha = 1.00 \pm 0.05 \pm 0.02$ . La production de charme comme le processus Drell-Yan ne présente pas d'effet d'absorption nucléaire.

La région des hautes masses ( $M_{\mu\mu} > 2.5$  GeV/c<sup>2</sup>) est dominée par les désintégrations des résonances  $J/\Psi$  et  $\Psi'$ . Environ 30% des  $J/\Psi$  proviennent de la désintégration du  $\chi_c$ .

### Désintégrations des résonances vectorielles de basses masses

La contribution au spectre en masse invariant continu des paires de muons produit par la désintégration électromagnétique des mésons vectoriels ( $J^P = 1^-$ ) via un photon virtuel :

$$V \longrightarrow \gamma^* \longrightarrow \mu^+ \mu^- \quad (V = \rho, \omega, \phi)$$

se superpose au processus Drell-Yan aux masses de ces résonances. La région des basses masses ( $M_{\mu\mu} < 1.5 \text{ GeV}/c^2$ ), alimentée par les résonances  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\phi$ , a une structure très complexe, faisant intervenir en outre la désintégration de Dalitz du  $\omega$ ,  $\eta$  et  $\eta'$  :

$$\omega, \eta, \eta' \rightarrow \gamma(e^+e^-).$$

### Désintégrations des pions et des kaons

Les mésons  $\pi$  et  $K$  sont produits en très grand nombre dans les collisions d'ions lourds aux énergies ultra-relativistes. Ils se désintègrent en muons suivant les processus (cf. figure 1.20) :

$$\begin{cases} \pi^\pm & \longrightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}_\mu \\ K^\pm & \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \end{cases}$$

Ils se manifestent par un fond continu important dans le spectre en masse des dimuons.

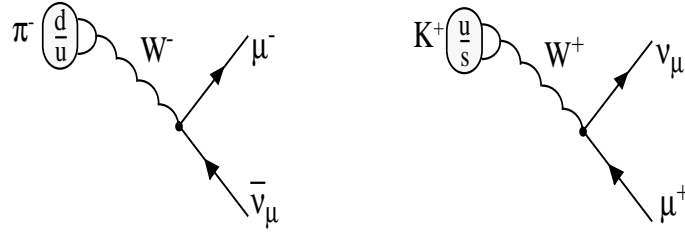


FIG. 1.20 – Désintégrations des mésons  $\pi$  et  $K$  en muon et neutrino.

Ce fond continu s'étend de la région des basses masses où il domine les autres signaux, jusqu'à la région des hautes masses. Afin d'accéder au signal physique, ce bruit de fond doit impérativement être soustrait.

## 1.4.6 Effet dans l'état initial

Lors de l'étude de la productions de dimuons dans les collisions d'ions lourds sur différents types de noyaux cibles et à différentes énergies incidentes, il est nécessaire de tenir compte d'effets pouvant affecter cette production. Il s'agit notamment de la modification des fonctions de structure des partons du nucléon dans un noyau, de l'effet Cronin et de la saturation de la densité partonique au sein des noyaux avant collision (modèle du CGC, "Color Glass Condensate").

### 1.4.6.1 L'écrantage nucléaire ou "shadowing"

En première approximation, on s'attend à ce que les collisions centrales noyau-noyau soient une simple superposition de collisions nucléon-nucléon, permettant ainsi d'écrire, par exemple, la section efficace de production du  $J/\psi$  de la manière suivante :

$$\sigma(A + B \rightarrow J/\psi) = AB \times \sigma(p + p \rightarrow J/\psi) \quad (1.62)$$

Ceci suppose que la distribution des partons au sein du noyau n'est pas modifiée. Or la distribution des partons du nucléon dans un noyau est différente de celle du nucléon libre du fait de la présence des autres nucléons. Pour étudier cette différence

on introduit le facteur de modification nucléaire défini par le rapport suivant pour un parton  $j$  :

$$R_j^A(x, Q^2) = \frac{1}{A} \frac{f_j^A(x, Q^2)}{f_j^N(x, Q^2)} \quad (1.63)$$

où  $f_j^A(x, Q^2)$  et  $f_j^N(x, Q^2)$  sont respectivement les distributions des partons au sein du noyau  $A$  et du nucléon libre  $N$ ,  $x = 2p_z/\sqrt{s}$  est la fraction d'impulsion longitudinale emportée par le parton  $j$  et  $Q^2$  est l'échelle d'énergie à laquelle on sonde le noyau et le nucléon.

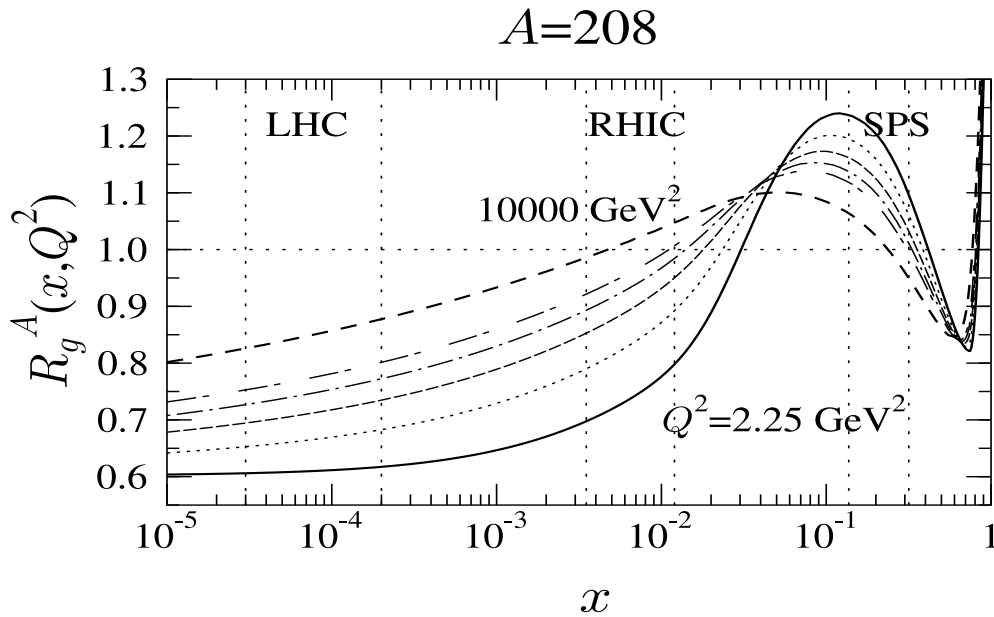


FIG. 1.21 – Rapport des distributions de partons pour les gluons dans le cas du plomb ( $A=208$ ) en fonction de  $x$  d'après le modèle EKS98 [55]. Les différentes courbes correspondent à des valeurs de moment transféré  $Q^2$  allant de  $2.25 \text{ GeV}^2$  à  $10000 \text{ GeV}^2$ . Les régions accessibles aux différents accélérateurs, à savoir le SPS, le RHIC et le LHC sont également indiquées.

Si ce rapport est égal à 1 alors le noyau  $A$  serait équivalent en terme de distribution partonique à la somme des  $A$  nucléons libres. La présence des nucléons au sein du noyau ne modifierait donc pas la fonction de distribution des partons comparée à celle du nucléon libre. Le processus dominant les diffusions inélastiques pour la production de quarks lourds étant la fusion de gluons, on regarde préférentiellement le rapport  $R_g^A(x, Q^2)$  de la distribution des gluons au sein d'un noyau par rapport à celle au sein d'un nucléon. La figure 1.21 représente le rapport des distributions de partons pour les gluons dans le cas du plomb ( $A=208$ ) calculé à partir du modèle EKS98 [55] en fonction de  $x$  pour plusieurs valeurs du moment transféré  $Q^2$  ( $\text{GeV}^2$ ).

On distingue différentes régions :

- la région des petits  $x$  accessibles au LHC ( $x \sim 10^{-4}$ ) où le facteur de modification nucléaire est inférieur à 1. Dans cette région la production des particules par fusion de gluons est ainsi diminuée. Ce phénomène de suppression est appelé l'écrantage nucléaire ("shadowing") ;

- la région accessible au SPS pour des valeurs de  $x \sim 0.1$  où le facteur de modification nucléaire est supérieur à 1. Dans cette région la production de particules par fusion de gluons est ainsi augmentée. On parle alors d'anti-écranage nucléaire ("anti-shadowing") ;
- pour les régions où  $x \sim 1$  on a de nouveau une diminution de productions de particules par fusion de gluons : c'est l'effet EMC (European Muon Collaboration).

#### 1.4.6.2 Effet Cronin

Un autre effet à considérer dans l'état initial est l'effet Cronin [56]. Cet effet contrairement au précédent, n'est pas dû aux propriétés de la matière nucléaire. Dans une collision proton-noyau, un parton du proton va subir de multiples diffusions élastiques avec les partons du noyau. C'est un processus "soft", c'est-à-dire qui n'engendre pas la création de nouvelles particules. Du fait de ces diffusions multiples une partie de l'impulsion longitudinale du parton se voit transférée en impulsion transverse. Ainsi on observe un taux de production accru pour les hadrons ayant des impulsions transverses intermédiaires ( $p_T \sim 2 - 4$  GeV/c). Cet effet a tendance à augmenter comme  $A^{\frac{1}{3}}$  et s'annule pour les grandes impulsions transverses.

#### 1.4.6.3 Le "Color Glass Condensate" ou CGC

Le "color glass condensate" [57, 58, 59] est un modèle qui décrit les noyaux à l'instant initial des collisions hadroniques au moyen d'une équation d'évolution appliquée à la fonction de distribution gluonique.

La densité gluonique  $xG(x, Q^2)$  en fonction de la fraction d'impulsion longitudinale du gluon produit  $x$ , mesurée pour différentes valeurs du moment transféré par l'expérience HERA (collisionneur électron-proton situé à DESY près de Hambourg en Allemagne) est représentée figure 1.22. À basse énergie, le nucléon est essentiellement constitué de quarks de valence, puis lorsque l'énergie augmente, des gluons sont produits : la probabilité d'émission d'un gluon est proportionnelle à  $\alpha_s \ln(1/x)$ . Ainsi les gluons de petit  $x$  sont produits majoritairement. L'évolution de la densité gluonique en fonction de l'énergie est linéaire pour des faibles valeurs de la densité gluonique. Ainsi la densité gluonique du nucléon s'accroît à mesure que  $x$  diminue ou/et  $Q^2$  augmente. C'est en accord avec les résultats observés par l'expérience HERA (cf. figure 1.22).

Cette évolution est néanmoins stoppée lorsque la densité gluonique atteint une échelle de saturation  $Q_s$ , échelle à partir de laquelle la fusion de gluons vient stabiliser la densité gluonique à petit  $x$ . On distingue deux régimes : le régime perturbatif (la constante de couplage forte  $\alpha_s \ll 1$ ) pour  $Q^2 > Q_s^2$  et le régime de saturation pour  $Q^2 < Q_s^2$  où la densité gluonique tend vers  $1/\alpha_s$ .

Le "color glass condensate" pourrait également expliquer d'autres effets dans l'état initial comme l'écranage nucléaire ou l'effet Cronin.

À petit  $x$  la densité gluonique est tellement importante dans le nucléon que les gluons de deux nucléons différents peuvent se recombiner par fusion de gluons. On peut donc écrire que :

$$xG_A(x, Q^2) < A \times xG_N(x, Q^2) \iff R_g^A(x, Q^2) < 1 \quad (1.64)$$

où  $R_g^A(x, Q^2)$  est le facteur de modification nucléaire introduit au paragraphe 1.4.6.1. Le "color glass condensate" permet d'expliquer le phénomène d'écranage nucléaire à

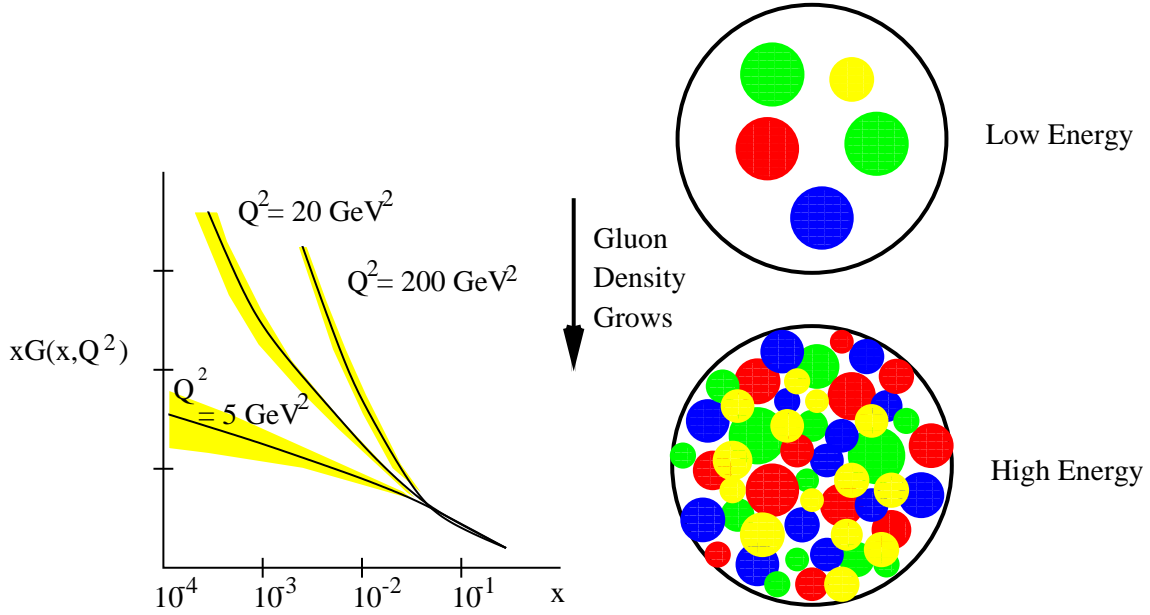


FIG. 1.22 – Évolution de la densité gluonique dans un proton en fonction de  $x$  et pour différentes valeurs de  $Q^2$  ( $\text{GeV}^2$ ), mesurée par l'expérience HERA (à gauche). Représentation du proton à grand  $x$  (faible énergie) et à petit  $x$  (haute énergie) (à droite).

petit  $x$ . Ainsi le modèle du "color glass condensate" prédit que l'écrantage nucléaire augmente à mesure que  $x$  diminue.

Dans une collision nucléon-noyau, un nucléon peut interagir avec plusieurs partons du noyau, étant donnée la grande densité de partons à petit  $x$ . L'une des collisions produit l'état final et les autres modifient seulement son impulsion. Cet effet est important à faible impulsion transverse alors que, à grande impulsion transverse (haute énergie et section efficace faible), cet effet est nul (à haut  $p_T$  la diffusion est dominée par une seule collision). Le "color glass condensate" peut permettre d'expliquer l'effet Cronin.

La formation d'un "color glass condensate" pourrait expliquer les résultats observés par l'expérience BRAHMS à RHIC, dans la production des hadrons à grande pseudo-rapacité. La figure 1.23 (haut) représente le facteur de modification nucléaire  $R_{d+Au}(p_T)$  pour différentes valeurs de la pseudo-rapacité mesurées dans les collisions d-Au à  $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ . Les densités d'énergie mises en jeu n'étant pas suffisantes dans les collisions d-Au, une suppression ne peut être occasionnée que par un effet dans l'état initial de la collision et non par la formation d'un plasma de quarks et de gluons. À faible pseudo-rapacité, une suppression des hadrons à basse impulsion transverse et un accroissement des hadrons à haute impulsion transverse sont observés, caractéristiques de l'effet Cronin ( $R_{d+Au} > 1$  pour  $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$ ). À grande pseudo-rapacité une suppression des hadrons à tous les  $p_T$  est observée, caractéristique de l'écrantage nucléaire ("shadowing"). On constate également une augmentation de la suppression avec la pseudo-rapacité ( $x$  diminue), ce qui est prédit par le modèle du "color glass condensate". La figure 1.23 (bas) montre les résultats obtenus auprès de l'expérience BRAHMS pour deux paramètres d'impact distincts :  $R_{cp}^{central}$  correspond au rapport des collisions centrales/périphériques et  $R_{cp}^{semi-periph}$  correspond au rapport des collisions semi-centrales/périphériques. À pseudo-rapacité nulle et pour  $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$

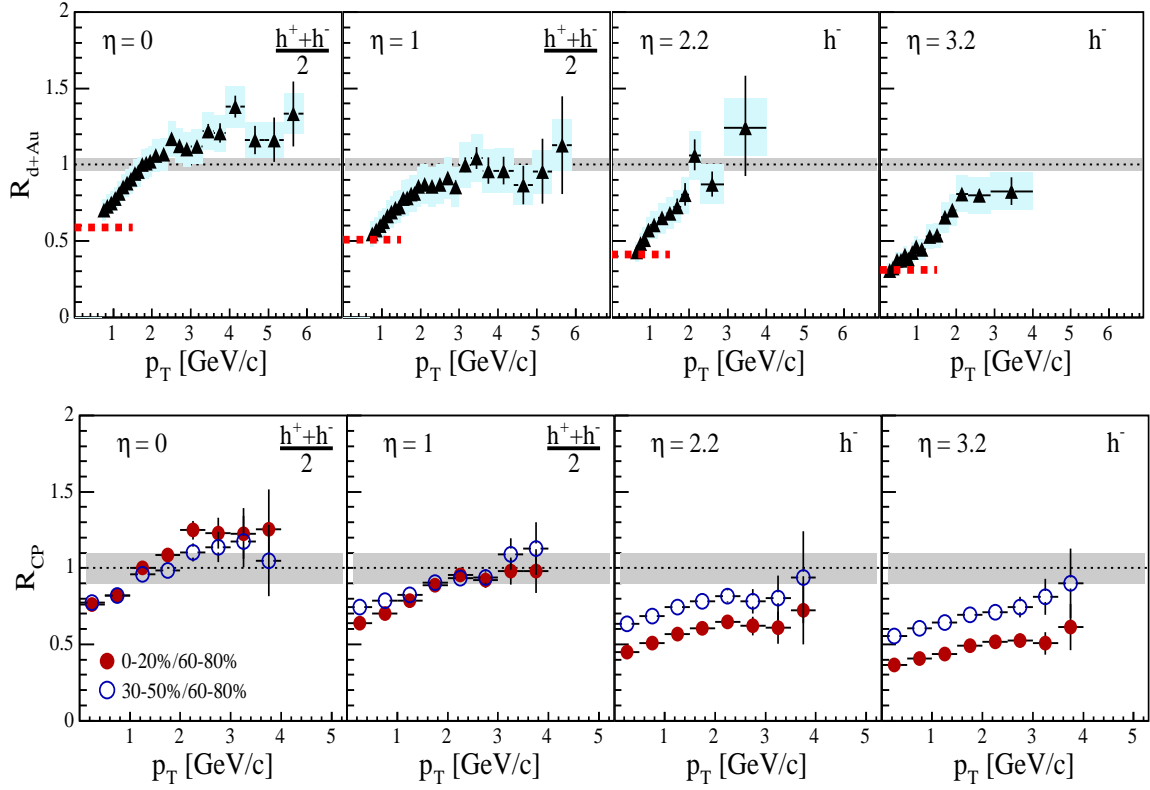


FIG. 1.23 – Haut : rapports de modification nucléaire  $R_{d+Au}(p_T)$ , des hadrons mesurés pour différentes valeurs de la pseudo-rapacité par l'expérience BRAHMS dans les collisions d-Au à  $\sqrt{s} = 200$  GeV [60]. Bas : rapports de modification nucléaire  $R_{cp}(p_T)$  (rapport du nombre de particules mesurées dans les collisions centrales à celui des collisions périphériques) des hadrons mesurés pour différentes valeurs de la pseudo-rapacité par l'expérience BRAHMS dans les collisions d-Au à  $\sqrt{s} = 200$  GeV [60]. Les cercles pleins (rouge) indiquent le rapport  $R_{cp}^{central}$  et les cercles vides (bleus) le rapport  $R_{cp}^{semi-periph}$ .

$R_{cp}^{central} > R_{cp}^{semi-periph}$  montrant ainsi que l'effet Cronin est plus important pour les collisions centrales. En effet, les partons devant traverser une quantité de matière plus importante, la probabilité de diffuser est donc plus importante. À grande pseudo-rapacité les rapports  $R_{cp}^{semi-periph}$  et  $R_{cp}^{central}$  ont un comportement similaire au rapport  $R_{d+Au}$ . De plus, comme prédit par le modèle du "color glass condensate", pour  $\eta > 2.2$   $R_{cp}^{central}$  devient plus petit que  $R_{cp}^{semi-periph}$ .





# Chapitre 2

## Les signatures du plasma de quarks et de gluons

Si un plasma de quarks et de gluons est réellement formé dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, sa mise en évidence ne peut se faire qu'avec des signatures claires. Comme on l'a vu précédemment, la durée de vie du plasma de quarks et de gluons est très courte ( $\sim 10^{-23}$  s), on n'observe donc que l'état final de la matière qui est une phase confinée. Il nous faut donc chercher des observables qui ne seront pas perturbées par l'hadronisation finale et qui conserveraient en mémoire l'état transitoire déconfiné. Plusieurs signatures issues de prédictions théoriques ont été proposées. Voici une liste non exhaustive des signatures étudiées :

- la suppression des quarkonia ;
- l'augmentation de la production d'étrangeté ;
- la modification des caractéristiques des résonances de basses masses ;
- la production de photons et de dileptons thermiques ;
- les effets collectifs (flot radial et flot elliptique) ;
- la perte d'énergie dans un milieu dense.

L'ensemble de ces signatures seront décrites dans ce chapitre. En plus de sa mise en évidence, l'ensemble de ces signatures permettra aussi d'étudier les propriétés de cette nouvelle phase de la matière nucléaire. Outre ces signatures, des observables globales comme la multiplicité, la densité d'énergie ou la centralité permettent de caractériser la collision et de savoir si on est passé par une phase déconfinée.

### 2.1 Les observables globales

#### 2.1.1 La densité d'énergie

D'après les calculs de QCD sur réseau nous avons vu que la transition de phase entre un gaz hadronique et un plasma de quarks et de gluons a lieu lorsque la densité d'énergie est supérieure à la densité d'énergie critique  $\epsilon_c \simeq 1 \text{ GeV/fm}^3$ . Il nous est donc indispensable d'estimer la densité d'énergie initiale atteinte lors des collisions noyau-noyau. Pour estimer la densité d'énergie atteinte dans la région centrale on utilise généralement la formule de Bjorken [43] :

$$\epsilon = \frac{1}{\tau_0 \mathcal{A}_T} \left( \frac{dE_T}{dy} \right)_{y=0} \quad (2.1)$$

où  $E_T$  est l'énergie transverse des particules émises par unité de rapidité autour de  $y = 0$ .  $\tau_0 \mathcal{A}_T$  représente le volume de la réaction,  $\mathcal{A}_T$  est la surface transverse de recouvrement des deux noyaux et  $\tau_0$  le temps de formation du plasma. Dans le cas de collisions centrales noyau-noyau, la surface  $\mathcal{A}_T$  est égale à  $\pi R^2$  où  $R$  est le rayon du noyau considéré. Les valeurs des densités d'énergie atteintes auprès du SPS, du RHIC et du LHC sont données dans le tableau 1.2.

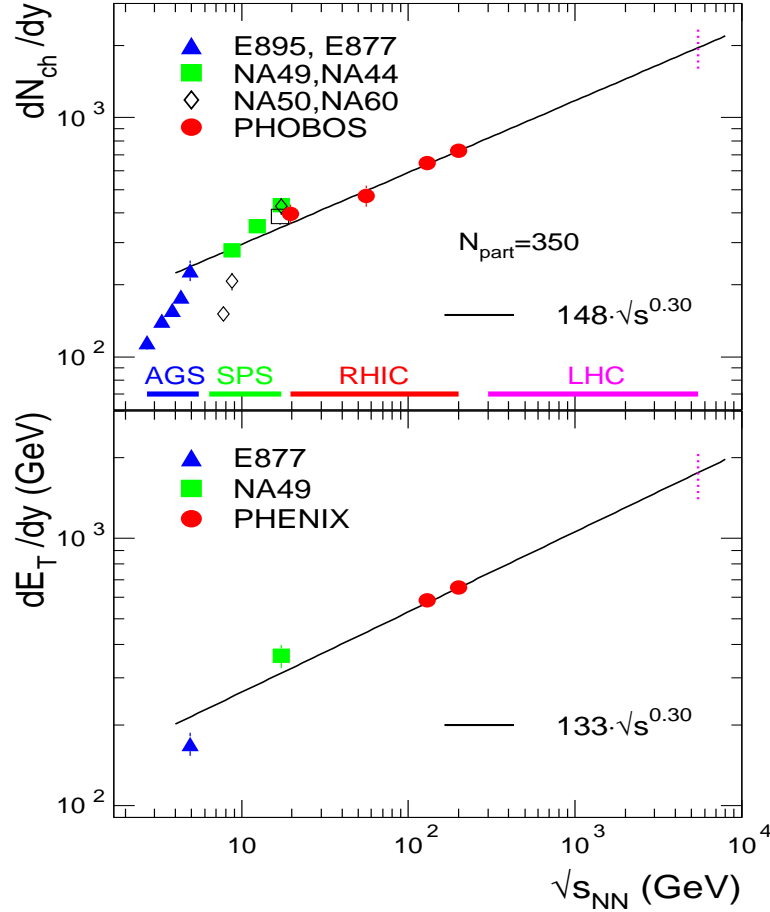


FIG. 2.1 – Observables globales mesurées dans les collisions centrales noyau-noyau ( $N_{part} = 350$ ) en fonction de  $\sqrt{s_{NN}}$  (GeV). Haut : multiplicité en particules chargées par unité de rapidité  $dN_{ch}/dy$  mesurée par les expériences E895, E877, NA49, NA44, NA50, NA60 et PHOBOS [61]. Bas : énergie transverse par unité de rapidité  $dE_T/dy$  (GeV) à rapidité nulle mesurée par les expériences E877, NA49 et PHENIX [61].

La figure 2.1 (bas) représente l'énergie transverse par unité de rapidité en fonction de l'énergie dans le centre de masse  $\sqrt{s_{NN}}$ , mesurée par les expériences E877, NA49 et PHENIX. On constate que l'énergie transverse mesurée dans les collisions centrales aux énergies de l'AGS, du SPS et du RHIC suit une loi de puissance en  $\sqrt{s_{NN}}$  :

$$\left( \frac{dE_T}{dy} \right)_{y=0} = 133 \sqrt{s_{NN}}^{0.3}. \quad (2.2)$$

Dans le tableau 2.1 sont regroupées les valeurs de l'énergie transverse par unité de rapidité  $dE_T/dy$  et les densités d'énergie  $\epsilon$  atteintes à l'AGS, au SPS, au RHIC et au LHC, obtenues à partir de la courbe représentée figure 2.1 et de l'équation 2.1. Pour le

LHC les données sont extrapolées pour les collisions centrales Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$  TeV (lignes pointillées verticales sur la figure 2.1). On constate que les densités d'énergie obtenues sont supérieures à 1 GeV/fm<sup>3</sup>.

Accélérateur	AGS	SPS	RHIC	LHC
$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	4.9	17.3	200	5500
$dE_T/dy$ (GeV)	192	363	625	1800
$\epsilon$ (GeV/fm <sup>3</sup> )	1.2	2.4	4.1	11.6

TAB. 2.1 – Valeurs de l'énergie transverse par unité de rapidité  $dE_T/dy$  (GeV) et de la densité d'énergie  $\epsilon$  (GeV/fm<sup>3</sup>) mesurées par les expériences E877, NA49 et PHE-NIX [61]. Les valeurs extrapolées du LHC sont également reportées.

Afin de calculer la densité d'énergie  $\epsilon$  on choisit usuellement  $\tau_0 = 1$  fm/c, mais comment peut-on l'estimer? Au RHIC, le temps de formation du plasma de quarks et de gluons est estimé en postulant que les particules ayant une masse transverse moyenne  $\langle m_T \rangle$  dans le plan transverse ( $y = 0$ ) sont formées en moyenne après un temps  $\tau_0$  déterminé comme suit [62] :

$$\tau_0 = \frac{\hbar}{\langle m_T \rangle} \text{ avec } \langle m_T \rangle = \frac{2}{3} \left( \frac{dE_T/dy}{dN_{ch}/dy} \right)_{y=0}. \quad (2.3)$$

Les données du SPS et du RHIC montrent que la masse transverse moyenne sature aux énergies du RHIC à 0.6 GeV, correspondant à un temps de formation du plasma de quarks et de gluons  $\tau_0$  de 0.35 fm/c [62]. On constate que ce temps de formation  $\tau_0$  est supérieur au temps d'interpénétration des deux noyaux ( $2R/\gamma \sim 0.13$  fm/c). Au SPS le temps d'interpénétration des deux noyaux est d'environ 1.5 fm/c. Si on en tient compte dans l'estimation de la densité d'énergie on obtient  $\epsilon \sim 1.3$  GeV/fm<sup>3</sup> ce qui reste supérieur à la prédiction de QCD. Au SPS, au RHIC et au LHC les conditions pour former un plasma de quarks et de gluons semblent être réunies.

### 2.1.2 La multiplicité

La multiplicité correspond au nombre de particules produites dans une collision. C'est une contrainte à prendre en compte dans la conception des détecteurs. Cette observable est importante car elle permet de caractériser la centralité de la collision et elle est reliée à la densité d'énergie :

$$\epsilon = \frac{\langle m_T \rangle}{\tau_0 \mathcal{A}_T} \left( \frac{dN}{dy} \right)_{y=0}. \quad (2.4)$$

où  $\langle m_T \rangle$  est la masse transverse moyenne de toutes les particules émises dans le plan transverse et  $dN/dy|_{y=0}$  représente la multiplicité des particules produites dans le plan transverse. La figure 2.1 (haut) représente la multiplicité en particules chargées par unité de rapidité  $dN_{ch}/dy$  mesurée, dans les collisions centrales noyau-noyau ( $N_{part} = 350$ ) en fonction de  $\sqrt{s_{NN}}$ , par les expériences E895, E877, NA49, NA44, NA50, NA60 et PHOBOS [61]. On constate que la multiplicité des particules chargées dans les collisions centrales, à partir de  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  GeV à l'AGS, est assez bien décrite

par une loi de puissance en  $\sqrt{s_{NN}}$  [61] prédite par un modèle de saturation [63] :

$$\frac{dN_{ch}}{dy} = 148\sqrt{s_{NN}}^{0.3}. \quad (2.5)$$

Les données du SPS (NA49, NA50 et NA60) semblent être en désaccord avec cette loi de puissance en  $\sqrt{s_{NN}}$ .

### 2.1.3 Modèle statistique de production de hadrons

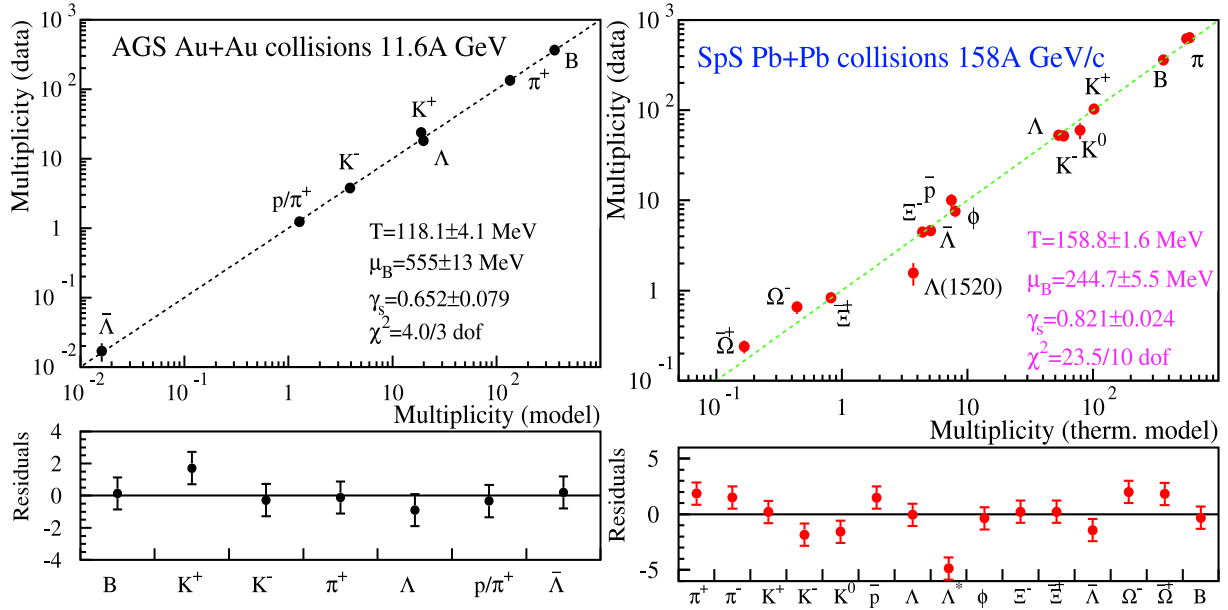


FIG. 2.2 – Multiplicité des hadrons mesurée en fonction de celle calculée par un modèle de production statistique [64] pour des collisions Au-Au à l'AGS à 1.16 GeV/nucléon (à gauche) et Pb-Pb au SPS (NA49) à 158 GeV/c/nucléon (à droite). Les paramètres d'ajustement du modèle de production statistique sont indiqués sur les figures. Les figures du bas indiquent l'écart entre les mesures et le modèle.

Les hadrons sont essentiellement produits dans les dernières étapes de l'évolution du système formé dans les collisions noyau-noyau. Ce sont des signatures indirectes du milieu formé au début de la collision. Ainsi l'étude des taux de productions des hadrons à l'aide de modèles statistiques (thermiques) peut nous donner des informations sur les caractéristiques du "freeze-out" chimique. Dans l'ensemble grand canonique, le taux de production moyen d'un hadron de masse  $m_i$ , d'étrangeté  $S_i$ , de nombre baryonique  $B_i$ , de charge électrique  $Q_i$ , de spin  $J_i$  et d'isospin  $I_i$ , est donné par [64] :

$$\langle N_i \rangle = \frac{(2J_i + 1)(2I_i + 1)V}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3p}{\exp\left(\frac{\sqrt{p^2 + m_i^2} - \mu_i}{T}\right) \pm 1} \quad (2.6)$$

où le + (-) s'applique aux fermions (bosons),  $V$  est le volume dans lequel se fait l'équilibre chimique,  $T$  est la température.  $\mu_i = \mu_B B_i + \mu_S S_i + \mu_I I_i$  est le potentiel chimique, avec  $\mu_B$ ,  $\mu_S$  et  $\mu_I$  les potentiels chimiques relatifs au nombre de baryons, à l'étrangeté

et à l'isospin. Les lois de conservation du nombre baryonique, de l'étrangeté et de la charge électrique permettent de contraindre  $V$ ,  $\mu_S$  et  $\mu_I$ . Ainsi, les seuls paramètres libres du modèle sont la température  $T$  et le potentiel chimique baryonique  $\mu_B$ . Ce modèle permet l'ajustement simultané de ces paramètres afin de reproduire les taux de productions observés.

Cependant, afin de reproduire le taux de production des hadrons contenant des quarks étranges on introduit un paramètre supplémentaire  $\gamma_s$ , le facteur de saturation de l'étrangeté. La relation donnant le taux de production des hadrons est toujours donnée par 2.6 mais en remplaçant  $\exp(-\mu_i/T)$  par  $\gamma_s^S \exp(-\mu_i/T)$ , où  $S$  est le nombre de quarks étranges et anti-étranges dans le hadron considéré.

La figure 2.2 représente les multiplicités d'un certain nombre de hadrons émis en collision Au-Au à 1.16 GeV/nucléon à l'AGS (à gauche) et en collision Pb-Pb à 158 GeV/c/nucléon au SPS en fonction de celles prédites par le modèle de production statistique (thermique) [64]. Les figures du bas indiquent les résidus, c'est-à-dire l'écart entre les mesures et les prédictions du modèle de production statistique en fonction de la nature du hadron [64]. On constate que le modèle de production statistique décrit bien les données. Les paramètres thermiques issus de l'ajustement au modèle de production statistique sont :

- $T=118.1\pm 4.1$  MeV,  $\mu_B=555\pm 13$  MeV et  $\gamma_s=0.652\pm 0.079$  à l'AGS ;
- $T=158.8\pm 1.6$  MeV,  $\mu_B=244.7\pm 5.5$  MeV et  $\gamma_s=0.821\pm 0.024$  au SPS.

À ces énergies le facteur de saturation de l'étrangeté  $\gamma_s$  est inférieur à 1 et le potentiel chimique baryonique du milieu est encore élevé. Ceci implique que l'équilibre thermodynamique n'est pas atteint pour les quarks étranges.

La figure 2.3 représente les rapports (anti-)hadron/hadron mesurés dans les collisions Au-Au au RHIC à  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV (à gauche) et à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV (à droite). À plus haute énergie, au RHIC, les paramètres thermiques issus de l'ajustement au modèle de production statistique sont ( $\gamma_s \sim 1$ ) :

- $T=174\pm 7$  MeV et  $\mu_B=46\pm 5$  MeV à  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV ;
- $T=177\pm 7$  MeV et  $\mu_B=29\pm 6$  MeV à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV.

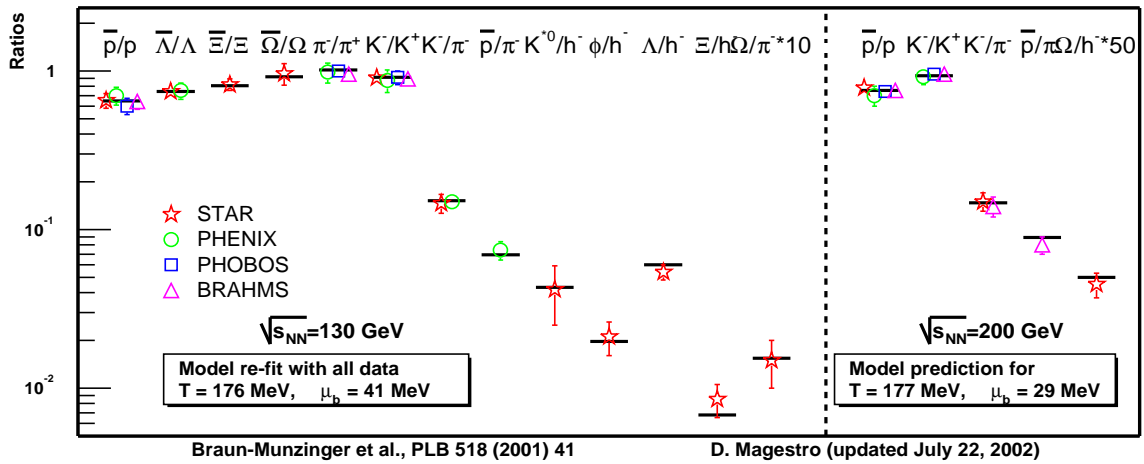


FIG. 2.3 – Comparaison des rapports (anti-)hadron/hadron mesurés dans les collisions Au-Au au RHIC avec les prédictions d'un modèle statistique de production d'hadrons [62].

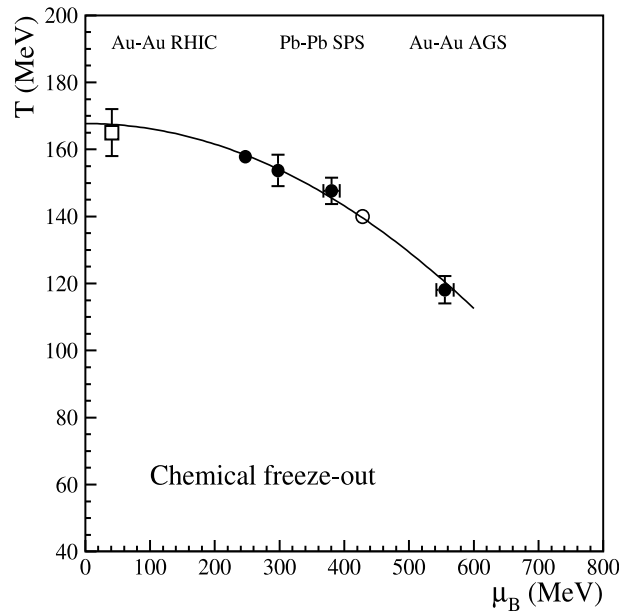


FIG. 2.4 – Valeurs des paramètres de température  $T$  (MeV) et de potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  (MeV) au moment du “freeze-out” chimique dans plusieurs types de collisions d’ions lourds [64]. Les ronds noirs correspondent aux collisions Au-Au à 1.16 GeV/nucléon et Pb-Pb à 40, 80 et 158 GeV/c/nucléon. Le carré vide a été extrait des rapports des taux de particules mesurés à mi-rapacité en collision Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV [65]. Le rond vide correspond à des collisions Pb-Pb à 30 GeV/c/nucléon.

Pour un gaz hadronique, le fait que le facteur de saturation nucléaire  $\gamma_s$  soit proche de 1 signifie que l’équilibre thermodynamique est atteint pour les quarks étranges et peut être considéré comme un indice en faveur du plasma de quarks et de gluons. Une étude de la dépendance du facteur de saturation de l’étrangeté  $\gamma_s$  à l’énergie incidente  $\sqrt{s_{NN}}$  se trouve dans [65].

De l’ensemble de ces mesures il est possible de déduire l’évolution de la température au “freeze-out” chimique  $T$  en fonction du potentiel chimique baryonique  $\mu_B$ . Ces résultats sont représentés figure 2.4. Cette courbe donne une estimation de la température de transition vers un état déconfiné en fonction du potentiel chimique baryonique  $\mu_B$ . Sur cette figure l’ensemble des ronds noirs a été ajusté à une parabole [65] :  $T = 0.167 - 0.153 \mu_B^2$ .

## 2.2 Production d’étrangeté

En 1982, Rafelski et Müller [66] ont suggéré que la création de paires quark-antiquark étranges ( $s\bar{s}$ ), et par voie de conséquence la formation de baryons et d’anti-baryons étranges devait être plus abondante dans un plasma de quarks et de gluons que dans un milieu hadronique. En effet, lors de la formation d’un plasma de quarks et de gluons la très grande densité de quarks et de gluons va donner lieu à nombres de fusions de deux gluons ou de deux quarks légers sans masse (sans masse en raison de la restauration de la symétrie chirale) pouvant générer des paires  $s\bar{s}$ . Les diagrammes de Feynman des principaux mécanismes de production d’étrangeté (paire  $s\bar{s}$ ) dans un plasma de quarks et de gluons (à l’ordre le plus bas de QCD) sont représentés fi-

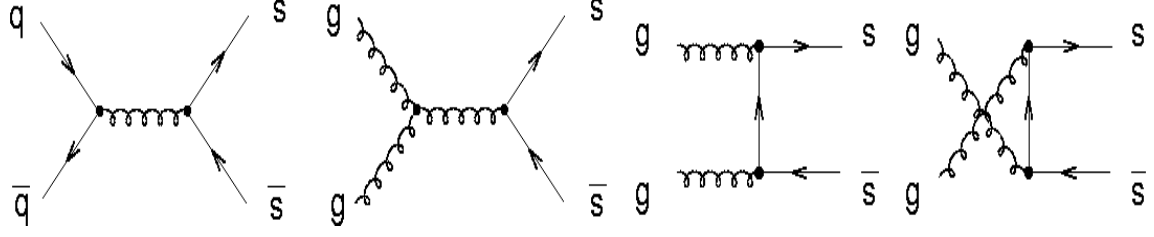


FIG. 2.5 – Diagramme de Feynman des processus de création d'une paire  $s\bar{s}$  soit par fusion de deux quarks soit par fusion de deux gluons.

gure 2.5. Dans un gaz de hadrons, les paires  $s\bar{s}$  sont formées par l'intermédiaire de paires de hadrons d'étrangetés opposées qui nécessitent beaucoup plus d'énergie. Ainsi on comprend pourquoi une augmentation de la production de particules étranges peut être la signature d'un plasma de quarks et de gluons. Cette augmentation est d'autant plus marquée que le contenu en étrangeté de la particule est élevé.

### 2.2.1 Les rapports $K^+/\pi$ , $K^-/\pi$ , $\Lambda/\pi$ et $\Xi^-/\pi$

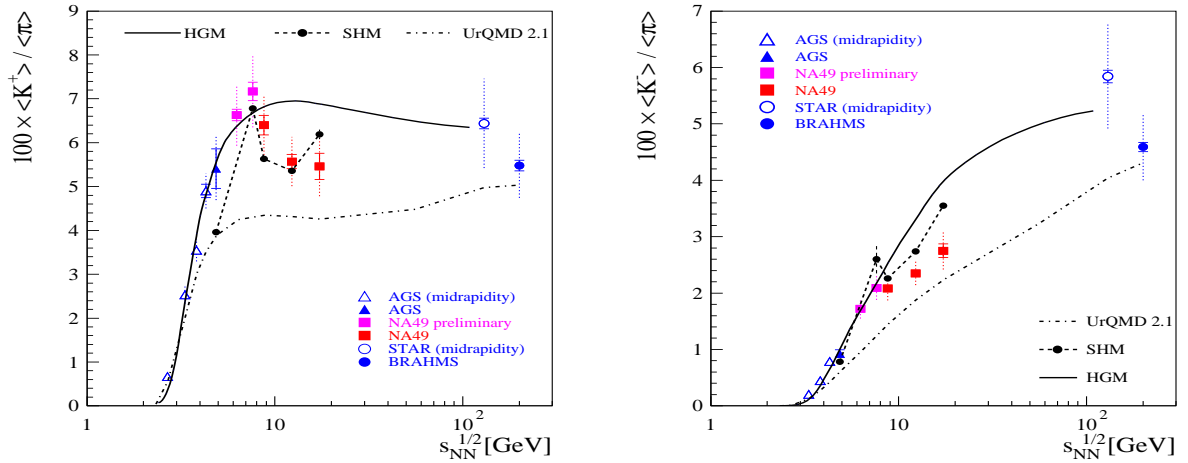


FIG. 2.6 – Rapports  $K^+/\pi$  (à gauche) et  $K^-/\pi$  (à droite) dans les collisions Pb-Pb (ou Au-Au) en fonction de l'énergie dans le centre de masse par paire de nucléon  $\sqrt{s_{NN}}$  (GeV) [67]. Les mesures réalisées autour de la rapidité centrale sont indiquées par les symboles ouverts et celles effectuées dans tout l'espace de phase sont indiquées par des symboles pleins. Les prédictions des modèles théoriques HGM [68], SHM [64] et UrQMD [69] sont comparées aux données.

La première observable que nous pouvons étudier est l'évolution du rapport d'une particule étrange sur une particule dénuée d'étrangeté, en fonction de l'énergie dans le centre de masse par paire de nucléon  $\sqrt{s_{NN}}$ . Sur les figures 2.6 et 2.7 [67] sont représentés les rapports  $K^+/\pi$ ,  $K^-/\pi$ ,  $\Lambda/\pi$  et  $\Xi^-/\pi$  mesurés par NA49 dans les collisions Pb-Pb à 158 GeV/c/nucléon. Les mesures de ces rapports ont été superposées à celle de l'AGS et de RHIC puis comparées à des modèles hadroniques. Le taux de production de l'étrangeté est normalisé par le taux de production des pions :  $\langle \pi \rangle = 1.5 \times (\langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle)$ . On peut constater la présence d'un maximum dans les distributions des rapports  $K^+/\pi$ ,  $\Lambda/\pi$  et  $\Xi^-/\pi$  à une énergie de  $\sim 30$  GeV/c



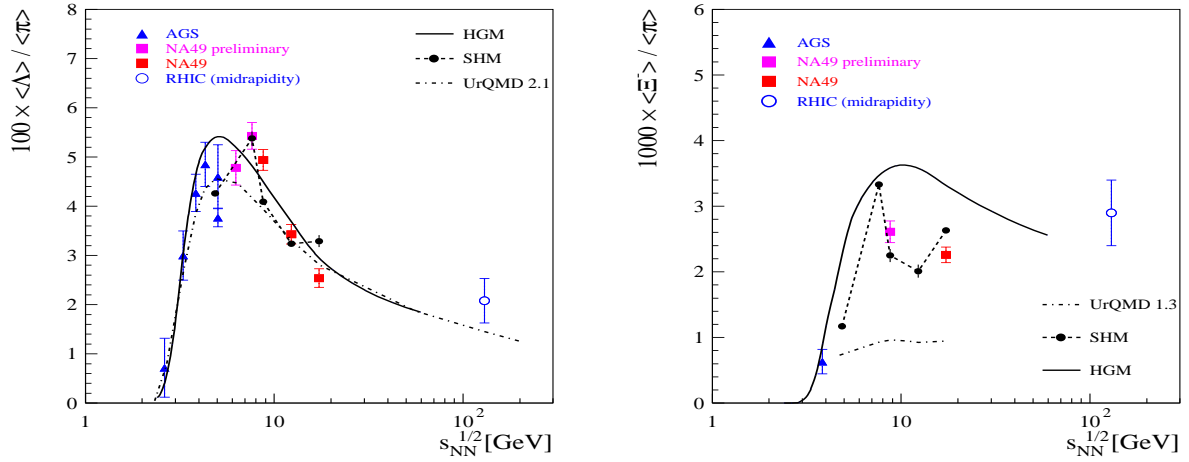


FIG. 2.7 – Rapport  $\Lambda/\pi$  (à gauche) et  $\Xi^-/\pi$  (à droite) dans les collisions Pb-Pb (ou Au-Au) en fonction de l'énergie dans le centre de masse par paire de nucléon  $\sqrt{s_{NN}}$  (GeV) [67].

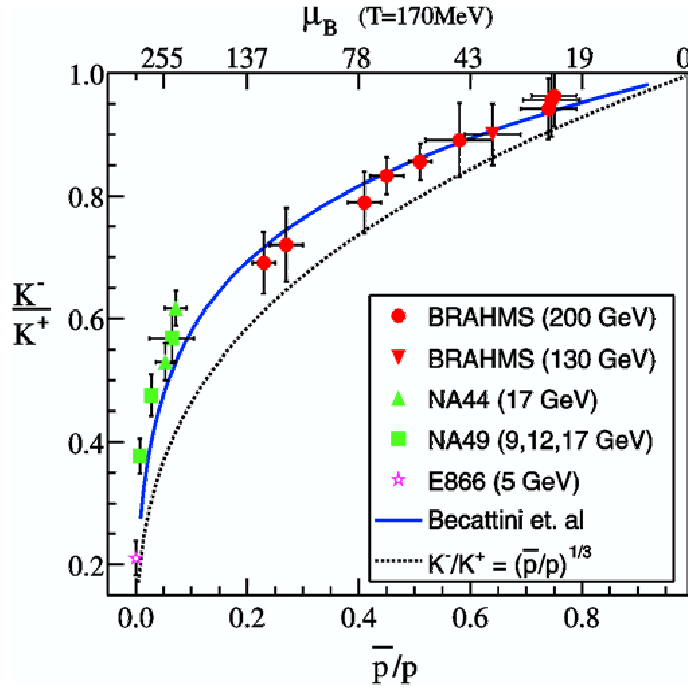


FIG. 2.8 – Corrélation entre les rapports des kaons chargés  $K^-/K^+$  et anti-proton/proton ( $\bar{p}/p$ ) [72]. L'échelle supérieure correspond au potentiel chimique baryonique  $\mu_B$  (MeV).

( $\sqrt{s_{NN}} = 7.62$  GeV). La montée violente de ces rapports avec l'énergie reflète une augmentation de l'étrangeté. On notera que l'augmentation du rapport  $K^-/\pi$  est moins importante. Comme on peut le voir sur les figures 2.6 et 2.7 les modèles théoriques qui sont les modèles statistiques HGM ("Hadron Gaz Model") [68] et SHM ("Statistical Hadronisation Model") [64] et le modèle de transport UrQMD ("Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamic") [69], ne reproduisent pas complètement les résultats expérimentaux. Cette augmentation d'étrangeté a été interprétée comme la signature d'une transition de phase chirale [70, 71]. En effet, tant que le milieu déconfiné n'est pas

formé, le rapport  $K^+/\pi$  augmente avec l'énergie  $\sqrt{s_{NN}}$ . Mais dès lors que ce dernier est formé, les masses des quarks diminuent en raison de la restauration de la symétrie chirale, et en conséquence les rapports  $K^+/\pi$  devraient être indépendants de l'énergie  $\sqrt{s_{NN}}$ . L'augmentation du rapport  $K^-/\pi$  avec l'énergie  $\sqrt{s_{NN}}$  s'explique par la dépendance du rapport  $K^-/K^+$  avec la densité baryonique du milieu [72]. En effet comme on le voit sur la figure 2.8, le rapport  $K^-/K^+$  est corrélé au rapport  $\bar{p}/p$ . Les kaons  $K^+$  (également les  $\Lambda$ , les  $\Xi$ ) sont d'avantage produits que leurs antiparticules car elles contiennent simplement des quarks  $u$  et  $d$ . Dans la production d'étrangeté la conservation du nombre baryonique joue un rôle important.

### 2.2.2 Production de baryons et anti-baryons étranges

En outre, plus la particule contient de quarks étranges plus la différence entre les taux de production de ces particules pour un plasma de quarks et de gluons et un gaz hadronique doit être importante. La figure 2.9 représente le taux de production mesuré par la collaboration WA97/NA57 [73] des baryons et anti-baryons étranges  $\Lambda$ - $\bar{\Lambda}$  ( $|S| = 1$ ),  $\Xi$ - $\bar{\Xi}$  ( $|S| = 2$ ),  $\Omega$ - $\bar{\Omega}$  ( $|S| = 3$ ), rapporté à celui des collisions p-Be en fonction du nombre de participants pour des collisions p-Be, p-Pb et Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$  GeV.

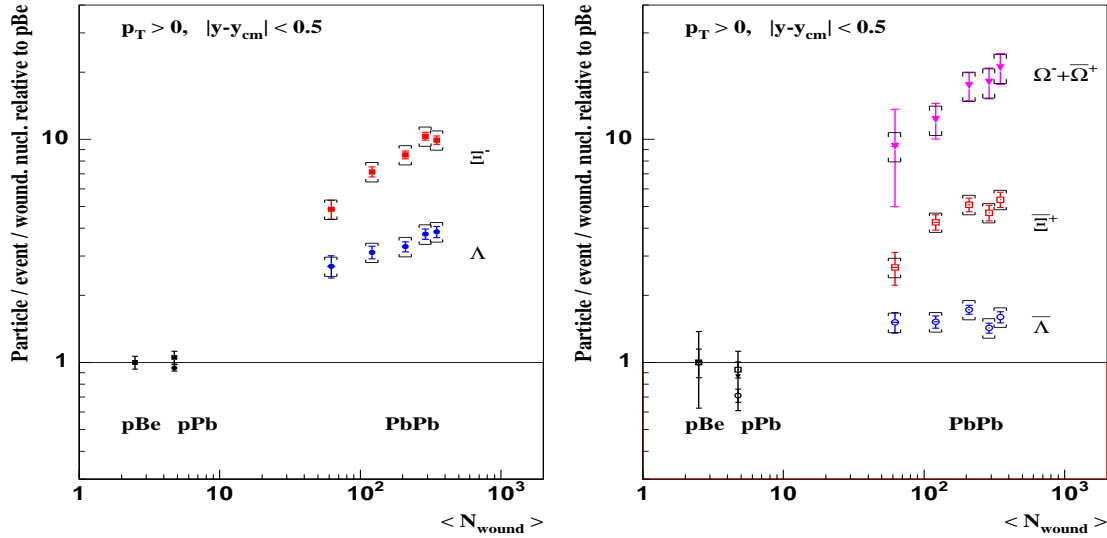


FIG. 2.9 – Taux de production des baryons étranges (à gauche) et des anti-baryons étranges (à droite) par événement et rapporté au taux de collisions p-Be, en fonction du nombre de participants  $N_{wound}$  ("wounded nucleon"). Ces résultats ont été obtenus par la collaboration WA97/NA57 [73] dans les collisions p-Be, p-Pb et Pb-Pb à  $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$  GeV.

On observe une nette augmentation des taux de production des baryons et anti-baryons étranges quand on passe des collisions p-Be à Pb-Pb. On observe bien une production E d'autant plus importante que le contenu en étrangeté de la particule est important en accord avec les prédictions fondées sur la formation d'un plasma de quarks et de gluons :  $E(\Omega) > E(\Xi) > E(\Lambda)$ . Cependant le "Dual Parton Model" est capable de reproduire cette augmentation sans faire appel à une phase de plasma de quarks et de gluons mais en produisant les baryons étranges par interactions hadroniques dans

l'état final ( $\pi + N \longrightarrow K + \Lambda$  ou  $\Sigma$ ,  $\pi + \Lambda$  ou  $\Sigma \longrightarrow K + \Xi$ ,  $\pi + \Xi \longrightarrow K + \Omega$ ) [74]. Les modèles de production statistique (thermique) présentés au paragraphe 2.1.3 suggèrent que l'augmentation d'étrangeté est liée à une "suppression canonique" c'est-à-dire au passage de l'ensemble canonique qui fonctionne pour les collisions proton-proton à l'ensemble grand canonique qui fonctionne pour les collisions noyau-noyau. Ce modèle prédit une dépendance en centralité et en rapidité du taux de production des baryons étranges [75].

### 2.2.3 Production du méson $\phi$

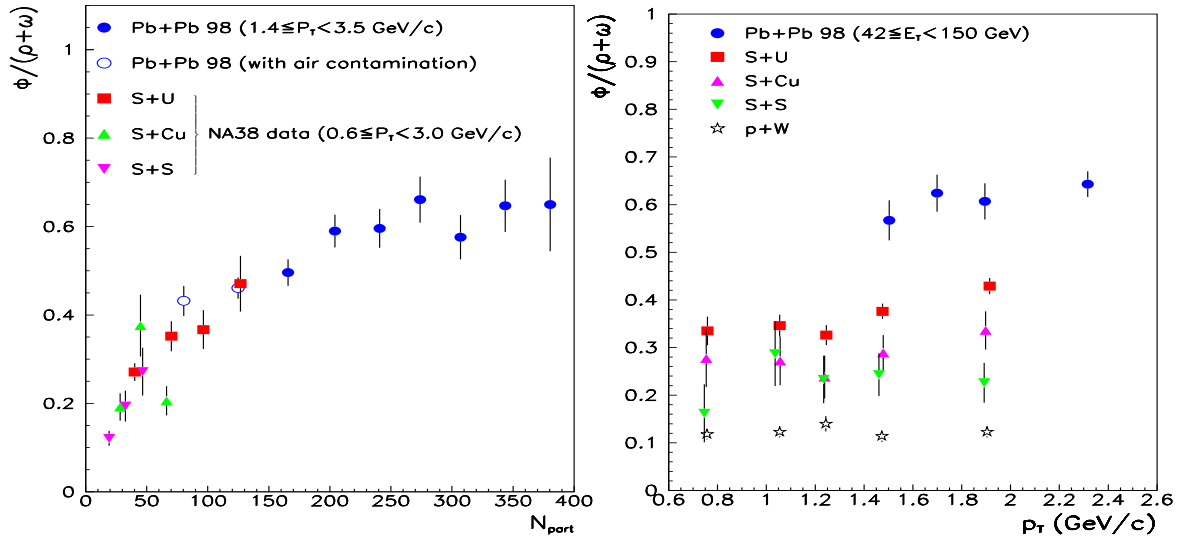


FIG. 2.10 – Rapport  $\phi/(\rho + \omega)$  mesuré dans différentes collisions par NA38/NA50 en fonction du nombre de participants  $N_{part}$  (à gauche) et de l'impulsion transverse  $p_T$  des dimuons (à droite) [77].

La production du méson  $\phi$ , composé d'une paire  $s\bar{s}$ , devrait augmenter par rapport à la production des résonances non étranges comme le  $\rho$  et le  $\omega$  [76]. La figure 2.10 de gauche représente le rapport  $\phi/(\rho + \omega)$  mesuré dans différentes collisions par NA38/NA50 en fonction de la centralité représentée ici par le nombre de participants  $N_{part}$ . On observe que la production du méson  $\phi$  augmente rapidement par rapport à la production des mésons  $\rho$  et  $\omega$  en fonction de la centralité. Dans les collisions Pb-Pb, le rapport  $\phi/(\rho + \omega)$  sature pour les collisions centrales ( $N_{part} \sim 250$ ). La figure 2.10 de droite représente le rapport  $\phi/(\rho + \omega)$  mesuré dans différentes collisions par NA38/NA50 en fonction de l'impulsion transverse  $p_T$ . On observe que ce rapport reste constant en fonction de l'impulsion transverse  $p_T$  mais qu'il dépend de la taille du système cible-projectile. NA60 a mesuré le rapport  $\phi/\omega$  en fonction de la centralité, représenté figure 2.11. Les résultats de NA50 ont été corrigés de manière à pouvoir être comparés à ceux de NA60 [78]. On observe bien une augmentation du taux de production de méson  $\phi$  ainsi qu'un bon accord entre les résultats obtenus par NA60 et par NA50.

NA49 a étudié la production du méson  $\phi$  via le canal hadronique  $K^+K^-$  dans les collisions p-p, p-Pb et Pb-Pb à une énergie de 158 GeV/c/nucléon. Ils ont mesuré le

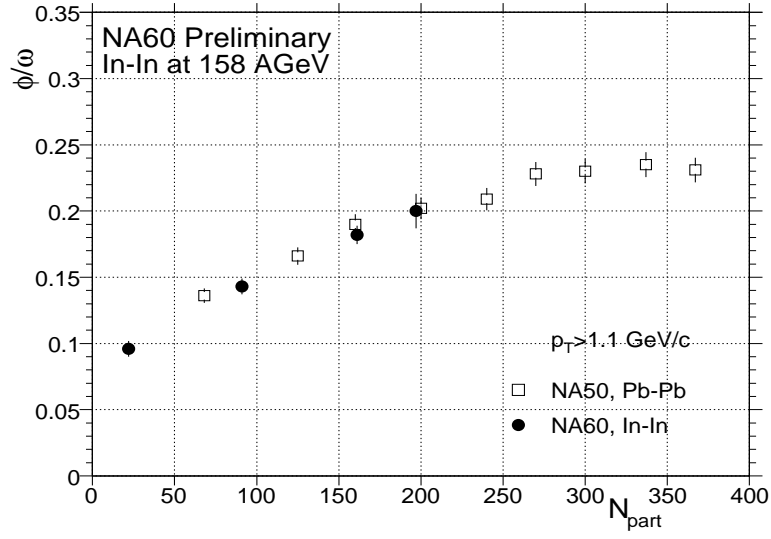


FIG. 2.11 – Rapport des sections efficaces de production du  $\phi$  et du  $\omega$  mesuré par la collaboration NA60 dans les collisions In-In à 158 GeV/c/nucléon, pour une fenêtre en rapidité  $3.3 < y < 4.2$ , en fonction du nombre de participant  $N_{part}$  [78]. Les erreurs sont purement statistiques. Par comparaison, les résultats obtenus par la collaboration NA50 en collisions Pb-Pb ont été représentés.

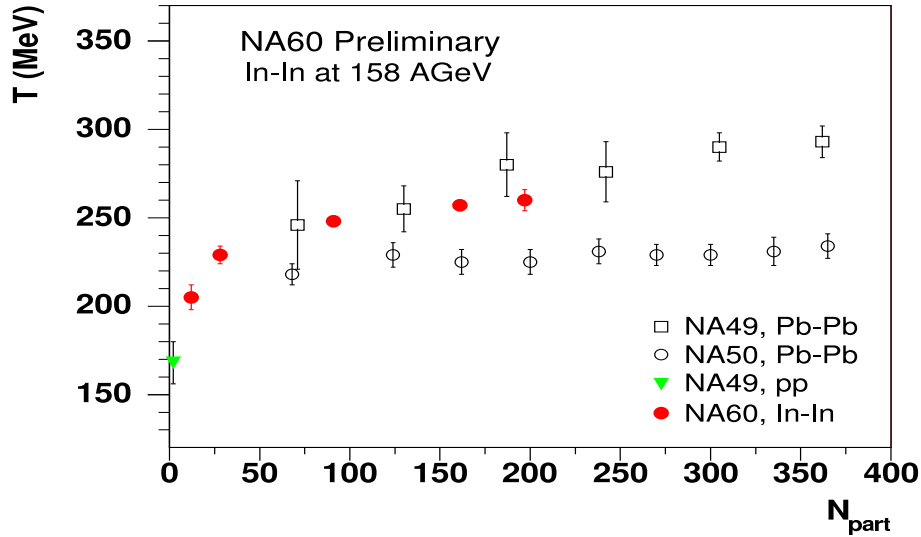


FIG. 2.12 – Paramètre de pente inverse  $T$  (MeV), extrait des distributions en masse transverse, en fonction du nombre de participants  $N_{part}$ , mesuré par les collaborations NA49, NA50 et NA60.

rapport du taux de production du méson  $\phi$  normalisé par le taux de production du  $\pi$  entre les collisions centrales Pb-Pb et les collisions inélastiques, ce qui a conduit à un facteur d'augmentation de l'étrangeté :

$$\frac{\langle \phi \rangle / \langle \pi \rangle (\text{Pb-Pb centrales})}{\langle \phi \rangle / \langle \pi \rangle (\text{p-p inélastiques})} = 3.0 \pm 0.7 \quad (2.7)$$

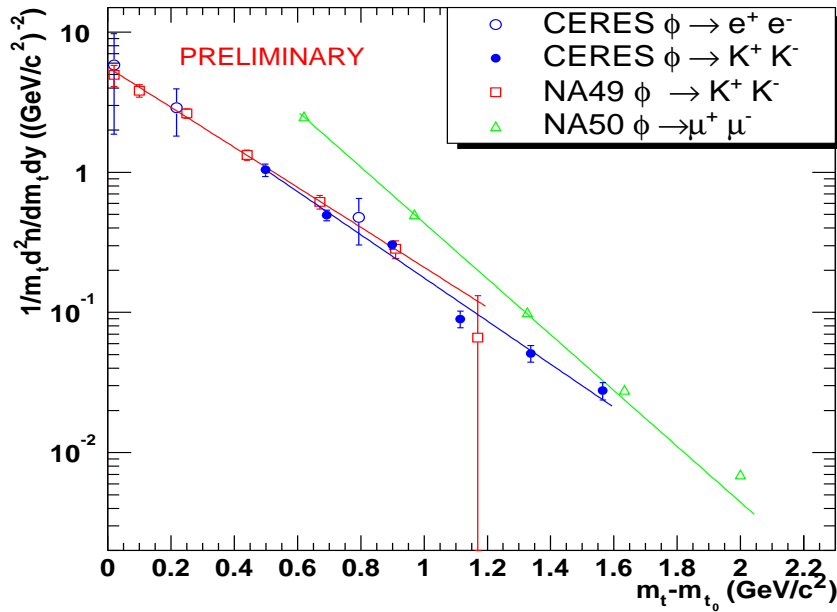


FIG. 2.13 – Distribution en masse transverse des mésons  $\phi$  reconstruits à travers leur canaux de désintégrations leptoniques ( $\phi \rightarrow e^+e^-$ ) et hadroniques ( $\phi \rightarrow K^+K^-$ ) par l'expérience CERES comparée aux résultats de NA49 et NA50.

où  $\langle \phi \rangle$  est la multiplicité moyenne des mésons  $\phi$  et  $\langle \pi \rangle = 0.5 \times (\langle \pi^+ \rangle + \langle \pi^- \rangle)$  celle des pions. NA50 a mesuré le facteur d'augmentation du rapport  $\phi/(\rho+\omega)$  de l'ordre de 3 en passant des collisions d-C aux collisions centrales Pb-Pb [79, 80]. Cette valeur est en accord avec celle obtenue par NA49. Toutefois les valeurs absolues des taux de production du méson  $\phi$  sont en désaccord. En effet le paramètre de pente inverse  $T$  extrait des distributions en masse transverse, obtenu par NA49 est différent de celui obtenu par NA50, en collisions Pb-Pb dans le domaine en masse transverse 1.5-2.4  $\text{GeV}/c^2$  :

- $T = 305 \pm 15 \text{ MeV}$  pour NA49 ;
- $T = 216 \pm 15 \text{ MeV}$  pour NA50 ;

C'est ce que l'on observe sur la figure 2.12. Les mesures de NA60 semblent être en accord avec les valeurs de NA49. NA49 mesure la production du méson  $\phi$  via un canal hadronique alors que NA50 le fait via un canal leptonique. La rediffusion des kaons  $K^\pm$  dans le milieu dense pourrait abaisser le taux de production des mésons  $\phi$  mesuré via le canal hadronique  $K^+K^-$ .

L'expérience CERES a mesuré le taux de production du méson  $\phi$  via les canaux de désintégrations leptoniques ( $\phi \rightarrow e^+e^-$ ) et hadroniques ( $\phi \rightarrow K^+K^-$ ). Les résultats sont représentés figure 2.13 et comparés à ceux de NA49 et NA50 [81]. Les résultats obtenus par CERES sont en accord avec les résultats de NA49 et n'indiquent pas de différence significative entre les canaux de désintégrations leptoniques et hadroniques.

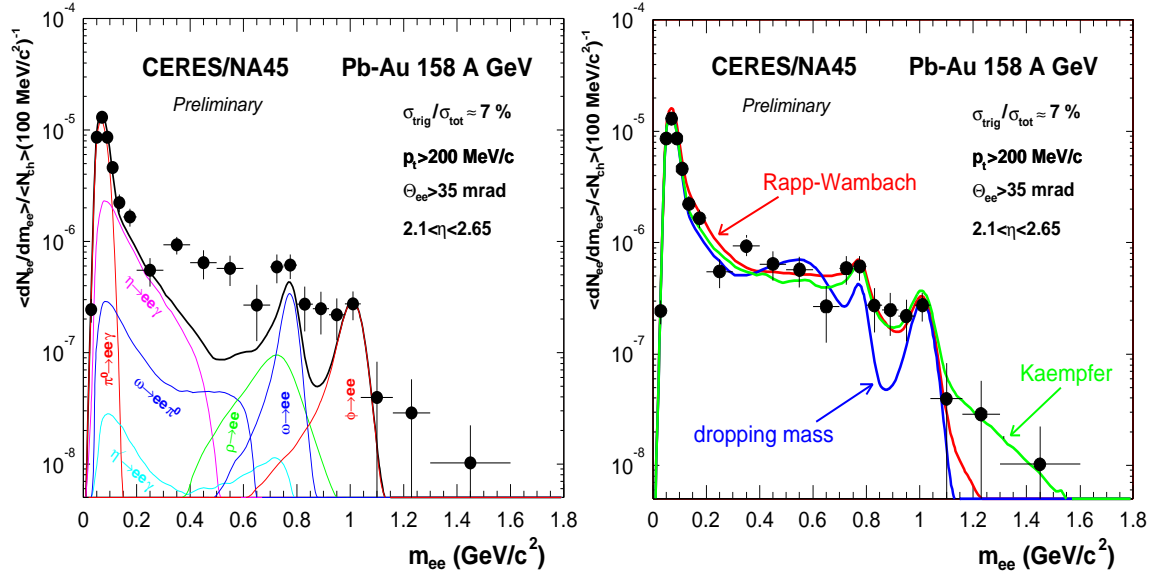


FIG. 2.14 – Spectre en masse de la paire diélectron  $e^+e^-$  mesuré par les expériences CERES/NA45. À gauche : comparaison des données expérimentales en collisions Pb-Au à  $\sqrt{s} = 17.3$  GeV avec un "cocktail" de désintégrations hadroniques. À droite : calculs théoriques impliquant soit une diminution (ligne bleue) soit un élargissement (ligne rouge) de la masse du  $\rho$ , soit un rayonnement thermique (ligne verte) [81].

## 2.3 Modification des résonances de basses masses

Comme on l'a déjà vu, la transition vers un plasma de quarks et de gluons doit s'accompagner d'une restauration de la symétrie chirale. Ainsi, en même temps que les quarks se déconfinent, on s'attend à ce que leur masse diminue. Ce comportement peut entraîner une modification de la fonction spectrale des résonances de basse masse [82]. Cela peut se traduire par une modification des caractéristiques de ces résonances (masse, largeur) lorsqu'on augmente la température et/ou la densité du milieu. Parmi ces résonances de basse masse, le  $\rho$  (770 MeV) est la plus importante en raison de son couplage au canal  $\pi\pi$  et de sa faible durée de vie (1.3 fm/c), plus courte que celle du milieu dense et chaud créé par l'interaction.

Les expériences CERES/NA45 ont étudié les résonances de basses masses au travers du canal de désintégration leptonique  $e^+e^-$  dans les collisions p-A, S-U et Pb-Au à  $\sqrt{s} = 17.3$  GeV. Le spectre en masse en collision p-A est bien représenté par les sources hadroniques connues ("cocktail" hadronique) : désintégration Dalitz du  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$  et désintégrations des résonances  $\rho$ ,  $\omega$  et  $\phi$ . Par contre un excès par rapport au "cocktail" hadronique a été observé en S-U et Pb-Au pour  $m_{e^+e^-} > 0.2$  GeV/ $c^2$ . La figure 2.14 représente le spectre en masse de la paire di-électron  $e^+e^-$  mesuré par les expériences CERES/NA45 dans les collisions Pb-Au ainsi que les contributions du "cocktail" hadronique. Ces mesures ont permis de quantifier cet excès à  $2.8 \pm 0.5$  dans la région de masse comprise entre 0.2 et 0.6 GeV/ $c^2$  [81]. Cet excès est généralement expliqué par le rayonnement thermique de la boule de feu formée lors de l'annihilation  $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho \rightarrow e^+e^-$ . Différents modèles théoriques tentent de reproduire les données sur la figure 2.14 de droite. Ces modèles sont basés soit sur une diminution

de la masse du  $\rho$  (ligne bleue) [83], soit sur un élargissement de la masse du  $\rho$  (ligne rouge) [84], soit encore sur un rayonnement thermique (ligne verte) [85]. Les erreurs statistiques et systématiques ne permettent pas de trancher entre ces divers modèles. On note également que le  $\chi^2$  par degré de liberté dans l'hypothèse d'une diminution de la masse du  $\rho$  est le double de celui des deux autres modèles. Elle implique également la présence d'un minimum entre le  $\rho$  et le  $\phi$  qui n'est pas présent dans les données.

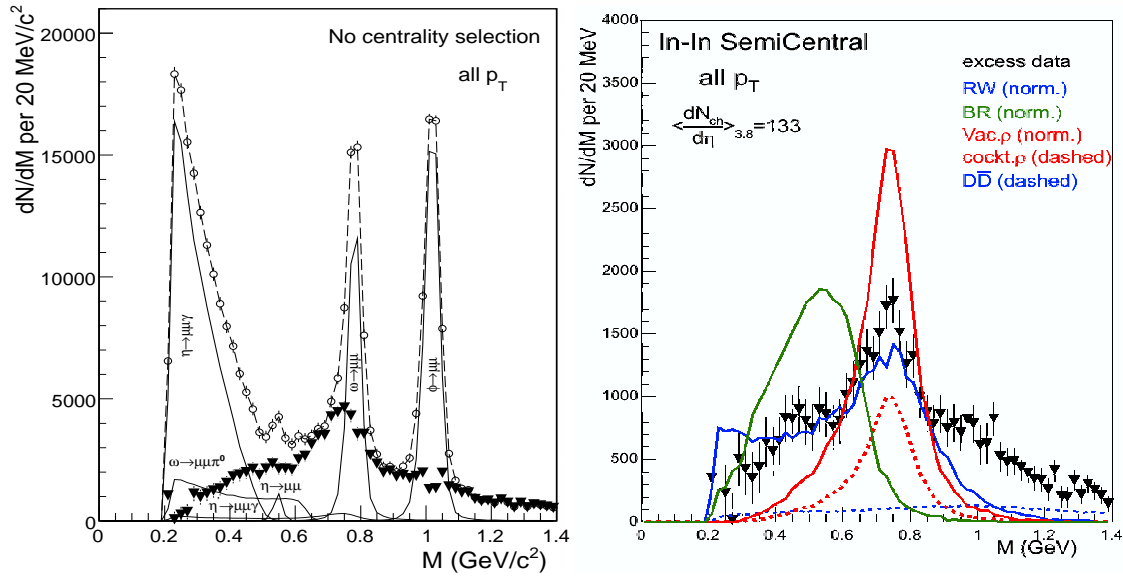


FIG. 2.15 – Résultats obtenus par l'expérience NA60 dans les collisions In-In à 158 GeV/c/nucléon sur la fonction spectrale du  $\rho$  [86]. À gauche : distribution en masse de l'excès. Sur cette figure sont superposées les données (cercles vides), les diverses sources du "cocktail hadronique" (lignes en trait continu), la différence avec les données, l'excès (triangles noirs) et la somme des contributions des sources et de l'excès (ligne en tirets). À droite : comparaison entre la distribution en masse de l'excès obtenu dans les collisions semi-centrales In-In ( $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{3.8} = 133$ ) et différents modèles théoriques qui prédisent soit un élargissement du  $\rho$  dans le milieu (ligne bleue), soit un déplacement du centroïde du  $\rho$  (ligne verte). La courbe continue rouge représente le  $\rho$  non-modifié, la courbe en pointillés rouges la contribution du "cocktail" hadronique et enfin la courbe en pointillés bleus concerne la contribution au charme ouvert ( $D\bar{D}$ ).

L'expérience NA60, grâce à son excellente résolution en masse, apporte des informations supplémentaires sur la fonction spectrale du  $\rho$ . En effet par rapport à CERES, NA60 a été capable d'améliorer la statistique d'un facteur 1000 et la résolution en masse d'un facteur 2-3. Les résultats obtenus par l'expérience NA60 en collision In-In à 158 GeV/c/nucléon sur la fonction spectrale du  $\rho$  sont présentés figure 2.15. L'expérience NA60 a également étudié les résonances de basse masse dans le canal de désintégration leptonique  $e^+e^-$ . La figure 2.15 de gauche représente la distribution en masse de l'excès sans sélection de centralité. Cet excès a été obtenu en soustrayant le "cocktail" hadronique (sans le  $\rho$ ) des données. Une étude en fonction de la centralité, montre que cet excès centré sur la position nominale du  $\rho$  est plus important dans les collisions centrales [86].

Sur la figure 2.15 de droite est comparée la distribution en masse de l'excès à des modèles théoriques qui prédisent soit un élargissement du  $\rho$  dans le milieu (RW) (ligne bleue) [87, 88, 89], soit un déplacement du centroïde du  $\rho$  (BR) (ligne verte) [90, 91]. La courbe en rouge représente le  $\rho$  non modifié (du vide) et celle en pointillés rouges la contribution du  $\rho$  donnée par le "cocktail" hadronique "conservatif"<sup>1</sup>. On observe clairement qu'un décalage significatif du centroïde du  $\rho$  est exclu et que son élargissement rend mieux compte des résultats.

Des calculs récents ont été obtenus par Van Hees et Rapp [92], Renk et Ruppert [93] et Dusling, Teaney et Zahed [94].

Dans le modèle de Van Hees et Rapp [92], le taux de production des paires de leptons par une source thermique est intégré sur l'évolution de la boule de feu. Les modifications des résonances et du  $\rho$  plus particulièrement sont évaluées à partir d'une approche à plusieurs corps hadroniques. Dans ce modèle la masse effective du  $\rho$ ,  $m_\rho^*$ , est paramétrée de la manière suivante, en fonction de la température  $T$  et de la densité baryonique  $\rho_B$  :

$$m_\rho^* = m_\rho \left( 1 - C \frac{\rho_B}{\rho_0} \right) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right]^\alpha \quad (2.8)$$

avec  $C=0.15$  calculé à partir des règles de somme de QCD. La comparaison de ce modèle aux données de NA60 exclut le scénario avec une diminution de la masse du  $\rho$ .

Dans le modèle de Renk et Ruppert [93] la fonction spectrale du  $\rho$  est déterminée à partir de l'interaction du  $\rho$  avec les pions chauds et les effets des baryons ne sont pas pris en compte. De plus on tient compte du rayonnement thermique en paire  $\mu^+\mu^-$  dans la phase partonique ainsi que de la décroissance du  $\rho$  à la fin de l'évolution thermique du système. Ce modèle reproduit assez bien les données de NA60 et indique également un élargissement de la fonction spectrale du  $\rho$ .

Le modèle de Dusling, Teaney et Zahed [94] donne accès au taux de dimuons en intégrant leur production sur toute l'expansion de la boule de feu à l'aide d'un modèle hydrodynamique. Il suppose qu'il existe un plasma interagissant fortement au-delà de la température critique  $T_c$  et que le spectre des dimuons provient des annihilations  $q\bar{q}$ . Après hadronisation, on suppose qu'il se forme un gaz hadronique qui interagit faiblement et dont le taux d'émission peut-être évalué en admettant la brisure de la symétrie chirale. La comparaison de ce modèle aux données de NA60 montre une surestimation du pic central du  $\rho$  qui est plus importante dans les collisions centrales.

## 2.4 La production de photons et de dileptons thermiques

L'annihilation des quarks et des antiquarks dans un plasma de quarks et de gluons peut conduire à la formation de photons réels. Cette annihilation  $q\bar{q}$  (voir paragraphe 1.4.5.1) peut également créer des photons virtuels qui se matérialisent alors en une paire de leptons, appelée dilepton thermique si le milieu est thermalisé. Ces photons

<sup>1</sup>La contribution du  $\rho$  ("cocktail"  $\rho$ ) est obtenue à partir du rapport  $\rho/\omega=1.2$ ; on parle alors de "cocktail" hadronique "conservatif".



ou dileptons thermiques peuvent donner des informations sur l'état thermodynamique du système lors de leur création [95]. En effet, ces signaux, insensibles à l'interaction forte, ne sont pas affectés par l'évolution de la matière hadronique dense et chaude les entourant. Ces signaux permettent donc de sonder ce milieu au moment de sa formation.

En 1978, Shuryak [96] a montré à l'aide d'un modèle hydrodynamique que, comme tout milieu en équilibre thermique, le plasma de quarks et de gluons doit émettre un rayonnement électromagnétique, par annihilation  $q\bar{q}$  ou diffusion Compton de gluons sur des quarks  $gg \rightarrow \gamma q$ , plus important que celui émis par un gaz hadronique à la même température. La zone favorable d'observation des dileptons thermiques serait dans une région du spectre en masse comprise entre le  $\phi$  et le  $J/\Psi$ <sup>2</sup> [97].

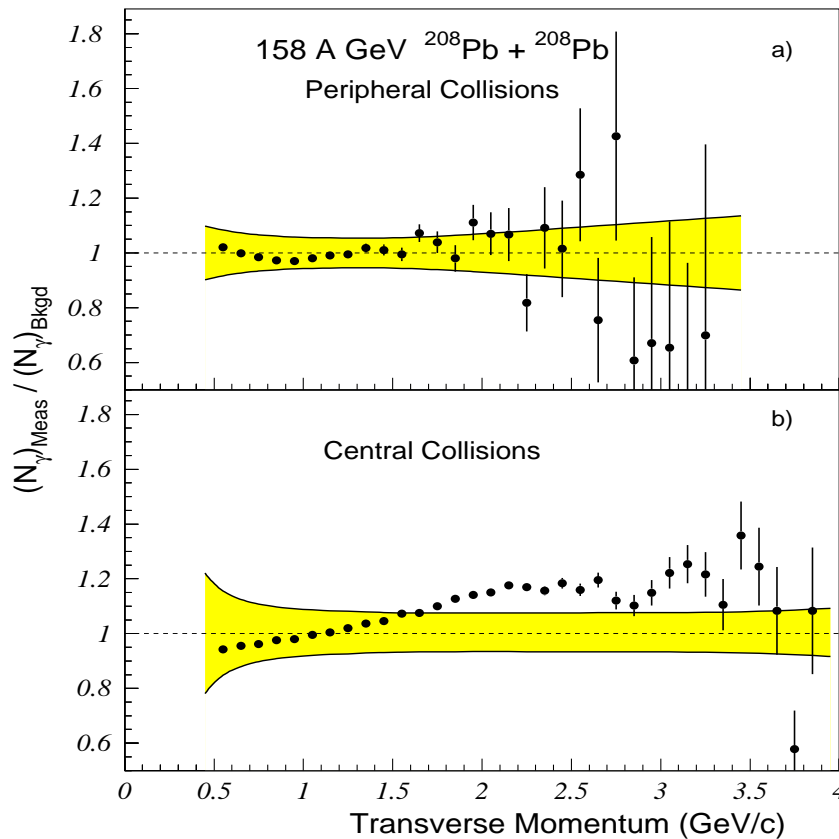


FIG. 2.16 – Production de photons directs normalisée à la production de photons provenant d'une décroissance électromagnétique d'un hadron mesurée par la collaboration WA98 dans les collisions Pb-Pb à 158 GeV/c/nucléon périphériques (a) et centrales (b). Les erreurs systématiques dépendantes de l'impulsion transverse sont indiquées par les bandes colorées.

L'expérience WA98 a étudié la production de photons directs dans les collisions Pb-Pb à 158 GeV/c/nucléon. Le taux de production des photons est mesuré en fonction de l'impulsion transverse du photon. La figure 2.16 montre le taux de production de photons normalisé à la production de photons provenant d'une décroissance électromagnétique d'un hadron mesurée par la collaboration WA98 [98]. Les photons provenant d'une décroissance électromagnétique des divers hadrons formés sont émis dans une

<sup>2</sup>Cette région est appelée "région des masses intermédiaires".

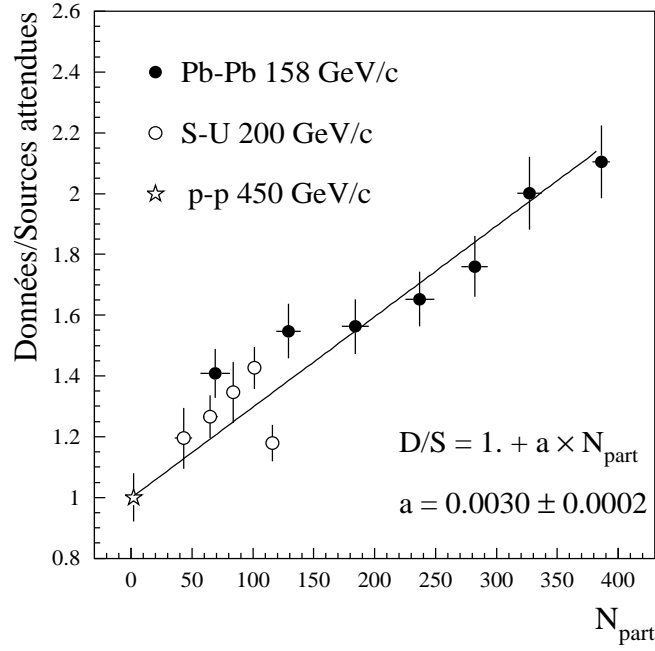


FIG. 2.17 – Rapport entre les données mesurées dans la région des masses intermédiaires par NA38/NA50 dans les collisions Pb-Pb (158 GeV/c), S-U (200 GeV/c) et p-p (450 GeV/c) et celles attendues en fonction du nombre de participants  $N_{part}$  [52].

gamme en impulsion transverse allant de 1.0 à 5.0 GeV/c. La contribution la plus importante provient de la désintégration de pions neutres  $\pi^0$  due à un taux de branchement dans la voie  $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  de 98.8% et d'une forte multiplicité de ces pions lors des collisions. La figure 2.16 du haut (a), qui concerne les collisions périphériques, ne montre aucun excès du taux de production de photons en fonction de l'impulsion transverse du photon. Par contre, dans les collisions centrales, figure 2.16 du bas (b), on observe un excès de production de photons directs pour les grandes impulsions transverses d'environ 20%.

L'expérience HELIOS/3 étudie la production de dimuons dans la région des masses intermédiaires, dans les collisions p-W et S-W à 200 GeV/c/nucléon. Les résultats montrent que les collisions S-W sont en excès par rapport au taux de production des dimuons déduit des collisions p-W [99]. Cet excès atteint  $2.4 \pm 0.3$  et dépend peu de la centralité des collisions et de la rapidité de la paire  $\mu^+\mu^-$ .

Les expériences NA50/NA38 ont observé un excès de paires  $\mu^+\mu^-$  dans la région des masses intermédiaires dans les collisions centrales Pb-Pb par rapport aux collisions p-A [52, 100]. En effet, le spectre en masse des dimuons dans les collisions p-A est bien reproduit par la superposition du Drell-Yan et de la désintégration du charme ouvert. En extrapolant les résultats des collisions p-A aux collisions Pb-Pb, on sous-estime la production dans cette région de masse. C'est effectivement ce que l'on observe sur la figure 2.17 qui représente le rapport des données mesurées dans l'intervalle de masse allant de 1.6 GeV/c<sup>2</sup> à 2.5 GeV/c<sup>2</sup> sur les sources attendues en fonction du nombre de participants. On observe que ce rapport croît linéairement avec le nombre de participants atteignant une valeur de 2.1 pour les collisions Pb-Pb les plus centrales.

Divers modèles théoriques tentent d'expliquer la nature de cet excès :

- le modèle de Lin et Wang [101] basé sur la rediffusion des mésons  $D$  et  $\bar{D}$ .
- le modèle de Wong et Wang [102] basé sur une augmentation du charme ouvert.
- le modèle de Rapp et Shuryak [103] basé sur l'émission de dileptons thermiques.

Ces modèles théoriques ont été comparés aux données de NA38/NA50 [100]. Le modèle de Lin et Wang ne permet pas de reproduire les données. Par contre, le spectre en masse dans la région des masses intermédiaires est bien reproduit par une augmentation du charme ouvert mais également par une production de dimuons thermiques. Les mesures ne permettent pas de trancher entre ces deux scénarii.

## 2.5 Effets collectifs

L'approche dynamique des collisions d'ions lourds est fondée sur une description de la dynamique d'expansion du système et cela grâce à des équations de transport du type de celles considérées dans le cadre de la mécanique des fluides. L'hypothèse majeure de cette approche consiste à supposer que la quantité de ré-interaction mise en jeu lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes est suffisante pour créer localement un équilibre thermique instantané. Le milieu formé peut ainsi être traité comme un fluide relativiste idéal et il est possible de relier son équation d'état au spectre d'émission des hadrons, ainsi qu'à des phénomènes collectifs appelés "flow" (flot, écoulement). Il est cependant possible, pour des mécanismes non-idéaux, d'introduire une constante de viscosité non-nulle [104].

Les modèles hydrodynamiques permettent de décrire le comportement des particules qui subissent les effets de pression interne du système. Ces modèles restent, cependant, inefficaces pour les particules de grande impulsion qui s'échappent trop vite du milieu pour garder la mémoire de ces effets. Ces effets de pression qui sont à l'origine des effets collectifs sous forme de flot, correspondent à une émission des particules dans des directions privilégiées selon la géométrie de la collision. Trois paramètres de flot permettent de décrire entièrement les effets collectifs :

- le flot dirigé qui décrit dans les collisions non centrales, l'effet des nucléons spectateurs sur l'inclinaison polaire de la source ;
- le flot elliptique qui décrit l'anisotropie azimutale de la géométrie de la zone de recouvrement des noyaux entrant en collision ;
- le flot radial qui décrit, dans les collisions centrales, une émission azimutalement isotrope des particules. En effet, dans les collisions centrales, le gradient de pression doit être radial.

Le flot radial et le flot elliptique sont décrits ci-après.

Les modèles hydrodynamiques sont très dépendants de l'équation d'état (EOS) de la matière en mouvement et donc d'une possible transition de phase de cette dernière d'un plasma de quarks et de gluons vers une phase hadronique pendant l'expansion et le refroidissement du système.

### 2.5.1 Flot radial

Dans le cadre du modèle hydrodynamique, le profil de pression interne du milieu peut être déterminé à partir d'une équation d'état qui prend en compte deux paramètres :

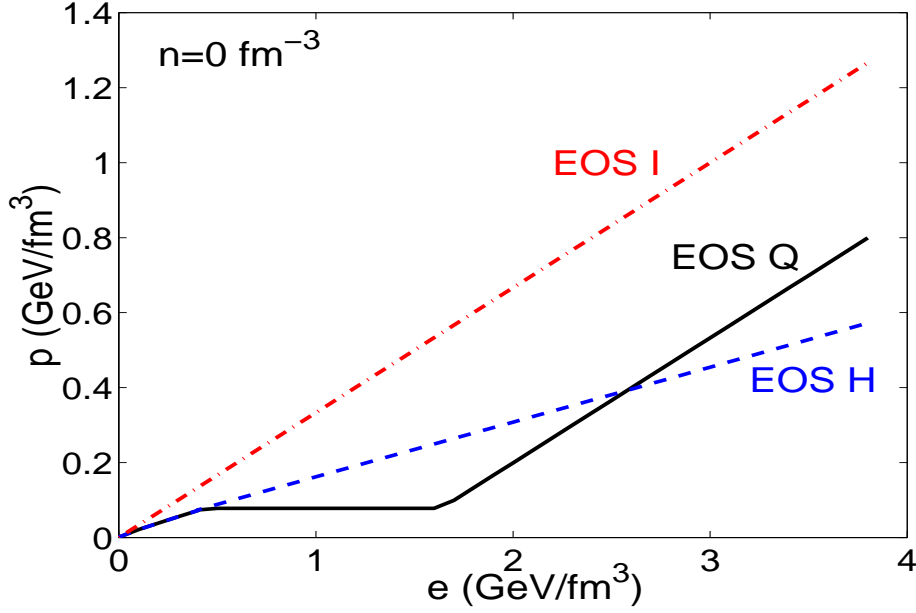


FIG. 2.18 – Pression  $p$  (GeV/fm<sup>3</sup>) en fonction de la densité d'énergie  $e$  (GeV/fm<sup>3</sup>) à potentiel chimique baryonique net ( $n$ ) nul et pour trois équations d'état différentes de la matière nucléaire interagissant fortement : gaz de résonance de Hagedorn (EOS H), gaz parfait de partons de masse nulle (EOS I), et une connexion de ces deux états reliés par une transition de phase du premier ordre à  $T_c = 164$  MeV, de type Maxwell (EOS Q) [105].

- la densité d'énergie ;
- le potentiel chimique baryonique.

Cette équation est bâtie sur l'hypothèse d'un fluide idéal et est issue des lois de conservation de l'énergie, de l'impulsion et du potentiel chimique baryonique. La figure 2.18 représente l'évolution de la pression en fonction de la densité d'énergie pour une valeur du potentiel chimique baryonique net nul et en considérant trois équations d'état de la matière nucléaire interagissant fortement [105]. La pression atteinte dans le milieu dépend donc fortement de la densité d'énergie. Ainsi, si la densité d'énergie est suffisante, on devrait observer des effets collectifs marqués, inhérents à l'échelle de pression atteinte. En effet, le gradient de pression entre l'intérieur du milieu créé par la collision et l'extérieur (le vide) doit induire une force de poussée des particules vers l'extérieur, que l'on appelle flot radial et qui correspond à une composante de vitesse collective radiale identique pour toutes les particules. Ceci entraîne que la vitesse acquise par les particules doit être supérieure à celle qu'elles auraient en l'absence de cet effet collectif. Ainsi, la forme du spectre en masse transverse des particules issues d'un tel milieu peut être extraite de la valeur du flot radial par les modèles de transport hydrodynamique.

Il existe un modèle plus simple à mettre en œuvre, le modèle du Blast Wave (onde de choc), inspiré des modèles hydrodynamiques, qui consiste à décomposer la vitesse des particules en un mouvement thermique aléatoire et un mouvement d'expansion représenté par le flot radial [106]. Dans ce modèle, les spectres en masse transverse des particules sont décrits par l'équation :

$$\frac{1}{m_t} \frac{dN}{dm_t} \propto \int_0^R r \, dr \, m_t \, K_1 \left( \frac{m_t \cosh \rho}{T_{f0}} \right) I_0 \left( \frac{p_t \sinh \rho}{T_{f0}} \right) \quad (2.9)$$

Les fonctions  $K_1$  et  $I_0$  sont les fonctions de Bessel modifiées telles que :

$$K_1(z) = \int_0^\infty \cosh y e^{-z \cosh y} dy \text{ et } I_0(z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{z \cos \phi} d\phi. \quad (2.10)$$

La variable  $\rho$  est définie par :  $\rho = \tanh^{-1} \beta_t$ , où  $\beta_t(r)$  est la vitesse d'expansion transverse dans la région :  $0 < r < R$ . La vitesse d'expansion transverse  $\beta_t(r)$  peut être paramétrée avec une équation du type :

$$\beta_t(r) = \beta_s \left( \frac{r}{R} \right)^n \quad (2.11)$$

Ce modèle permet, entre autre, de reproduire les spectres en masse transverse des particules à l'aide de trois paramètres libres :

- $n$  : faisant varier la forme du profil  $\beta_t(r)$  donnée par l'équation 2.11 ;
- $\beta_s$  : la vitesse de surface donnant accès à la vitesse d'expansion transverse moyenne  $< \beta_t >$  ;
- $T_{f0}$  : la température de "freeze-out" cinétique associé à la particule.

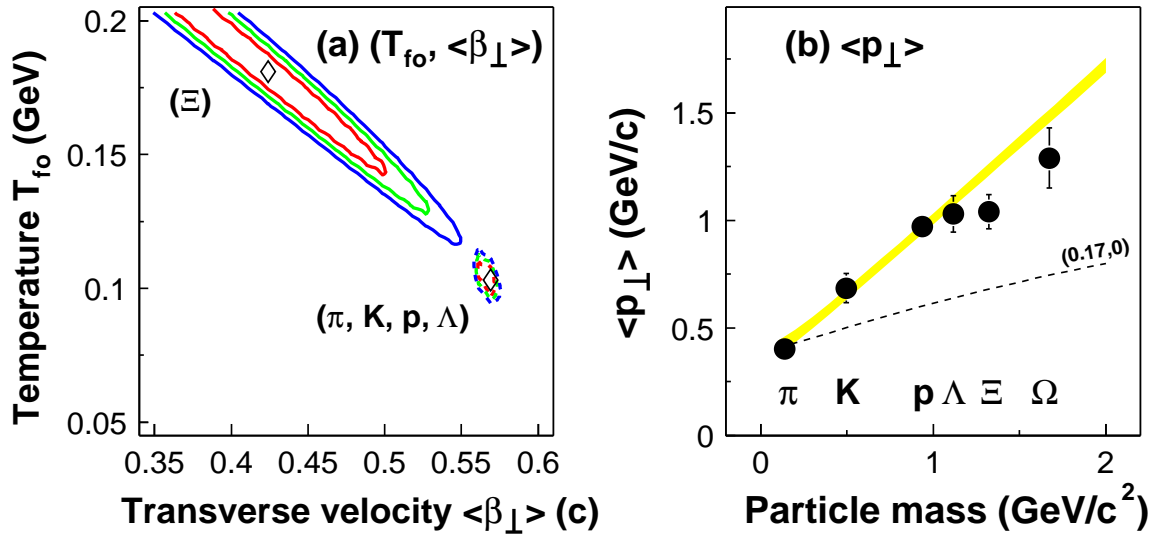


FIG. 2.19 – À gauche : température de découplage cinétique  $T_{f0}$  (GeV) en fonction de la vitesse d'expansion radiale moyenne  $< \beta_\perp > = \beta_s$ . À droite : impulsion transverse moyenne  $< p_\perp >$  (GeV/c) des particules  $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ,  $\Lambda$ ,  $\Xi$  et  $\Omega$  mesurées par l'expérience STAR dans les collisions Au-Au à  $\sqrt{s} = 130$  GeV au RHIC [107].

La figure 2.19 montre la position de chaque particule dans le plan  $(T_{f0}, < \beta_\perp >)$  (à gauche), et leur impulsion transverse moyenne (à droite) mesurées par l'expérience STAR dans les collisions Au-Au à  $\sqrt{s} = 130$  GeV [107]. La figure de gauche montre très clairement des conditions de "freeze-out" cinétique différentes pour les  $\Xi$  et les particules plus légères. Pour les  $\Xi$ , le paramètre  $T_{f0}$  étant plus élevé le découplage semble apparaître plus tôt. En revanche la vitesse moyenne d'expansion radiale subie par ces derniers est moins importante que pour les autres particules. Cette observation semble être confirmée dans les données Au-Au à 200 GeV pour les  $\Xi$  ainsi que pour les  $\Omega$  [108]. Les section efficaces de diffusion  $\Xi-\pi$  et  $\Omega-\pi$ , mal connues, sont probablement faibles par rapport à celles des autres particules considérées ici [109]. Si ces baryons

multi-étranges subissent un flot radial, c'est que ce flot a peu de chance de provenir d'une contribution hadronique : celui-ci serait plutôt d'origine partonique. On peut donc supposer qu'ils développent leur flot radial aux premiers instants de la collision lors du "freeze-out" chimique ou peu après, et cessent de participer à ce mouvement collectif. Par contre, les particules légères continuent d'entretenir le mouvement collectif et possèdent donc une vitesse moyenne d'expansion transverse  $\langle \beta_{\perp} \rangle$  plus importante et découplent plus tard, ayant alors une température  $T_{f0}$  plus basse.

Ce phénomène de "freeze-out" précoce observé pour les  $\Xi$  et les  $\Omega$  peut suggérer la présence d'une phase déconfinée dans laquelle le flot radial se développe à partir d'un flot de partons.

### 2.5.2 Flot elliptique

Dans les collisions non centrales en ions lourds, le volume de recouvrement des deux noyaux prend une forme d'ellipsoïde dans le plan transverse, dont le petit axe est colinéaire au vecteur paramètre d'impact  $\vec{b}$ . Le plan défini par l'axe du faisceau et la direction de  $\vec{b}$  est appelé plan de réaction. Une illustration de la géométrie d'une collision non centrale est présentée figure 2.20.

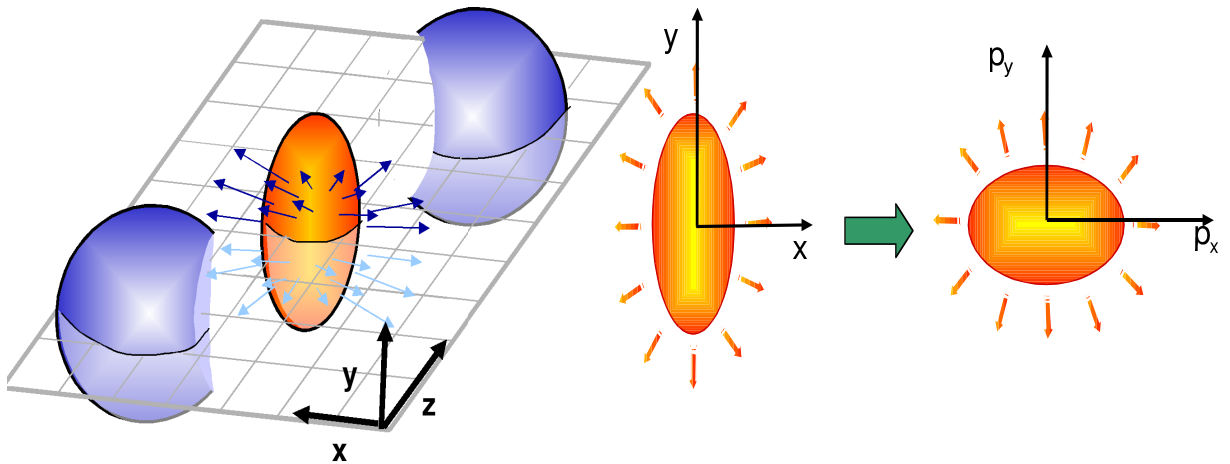


FIG. 2.20 – À gauche : illustration du volume de recouvrement des noyaux dans une collision non centrale. Le plan de réaction contient les axes  $x$  et  $z$ . À droite : l'anisotropie dans l'espace des coordonnées  $(x, y)$  se traduit par une anisotropie dans l'espace des impulsions  $(p_x, p_y)$ .

La forme non sphérique de la zone de recouvrement crée une différence de gradient de pression entre l'axe  $x$ , contenu dans le plan de réaction, et l'axe  $y$  qui lui est perpendiculaire. Ceci est à l'origine d'une anisotropie du mouvement collectif des particules pendant l'évolution de la collision, les particules émises dans la direction colinéaire à  $\vec{b}$ , où le gradient de pression est le plus élevé, subissent une "poussée" plus importante que les particules émises dans la direction perpendiculaire au plan de réaction. L'anisotropie du gradient de pression entraîne une anisotropie de la distribution azimutale des particules émises. La distribution azimutale des particules peut être décomposée en série de Fourier :

$$\frac{d^3N}{dydp_t d\phi} = N_0 \left( 1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n(p_t, y) \cos(n\phi) \right) \quad (2.12)$$

où  $\phi$  est l'angle azimutal de la particule par rapport au plan de réaction de la collision. Le second coefficient de Fourier  $v_2$  caractérise le flot elliptique. Une valeur positive de  $v_2$  montre que les particules sont produites en plus grand nombre dans le plan de réaction, sinon elles sont produites majoritairement hors du plan de réaction. De plus, la mesure d'un flot elliptique élevé est le signe de la formation d'une matière partonique en interaction au début de la collision et donc d'une probable thermalisation locale du système.

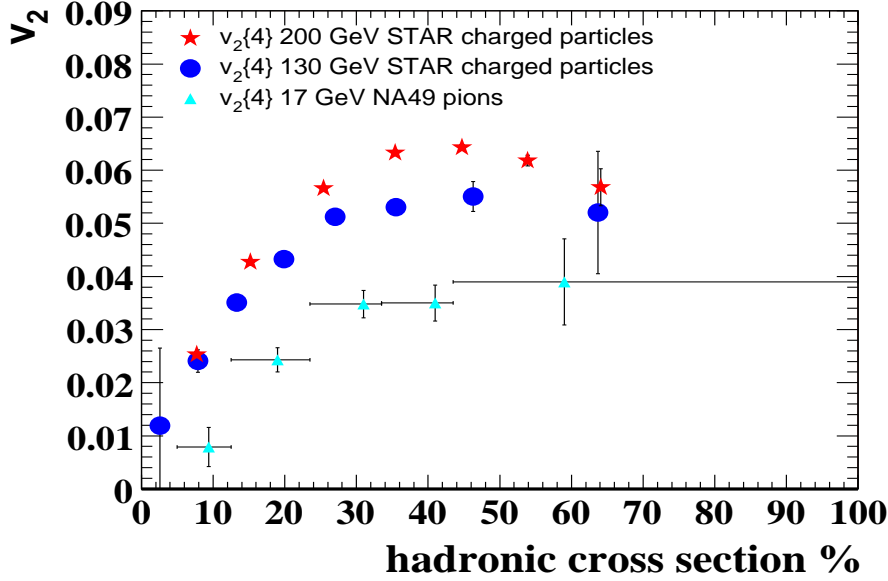


FIG. 2.21 –  $v_2$  en fonction de la centralité des collisions noyau-noyau aux énergies du RHIC (130 et 200 GeV) et du SPS (17 GeV) [110].  $v_2$  est calculé à partir des corrélations azimutales à quatre particules (méthode des cumulants d'ordre 4) [122].

Sur la figure 2.21 est représenté le comportement de  $v_2$  en fonction de la centralité, mesurée en pourcentage de la section efficace totale, pour trois énergies de collisions différentes : 17, 130 et 200 GeV. Le flot elliptique est faible dans les collisions centrales où la zone de recouvrement des noyaux est quasi sphérique, et augmente dans les collisions périphériques où la zone de recouvrement possède une géométrie fortement ellipsoïdale. Le flot total, c'est-à-dire intégré sur la centralité, augmente en fonction de l'énergie de la collision de 70% entre 17 et 200 GeV.

La diffusion entre les particules formées dans les collisions primaires peut mener à un équilibre thermique local. Le système se comporte alors comme un fluide relativiste de particules que l'on peut traiter à l'aide de modèle hydrodynamique. Sur les figures 2.22 est représenté le comportement de  $v_2$  en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$  pour différentes particules (pions chargés,  $K_s^0$ ,  $\bar{p}$  et  $\Lambda + \bar{\Lambda}$ ) dans les collisions Au-Au à 200 GeV (figure de gauche) et à 130 GeV (figure de droite) dans le centre de masse. On observe la dépendance en masse de  $v_2$  en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$  aux deux énergies de collisions. Les protons et les  $\Lambda$  ont une valeur de  $v_2$  moins importante que les particules légères car le flot elliptique s'établit dans un milieu dont les particules les plus lourdes se découplent plus tôt. Les courbes représentées sont issues de

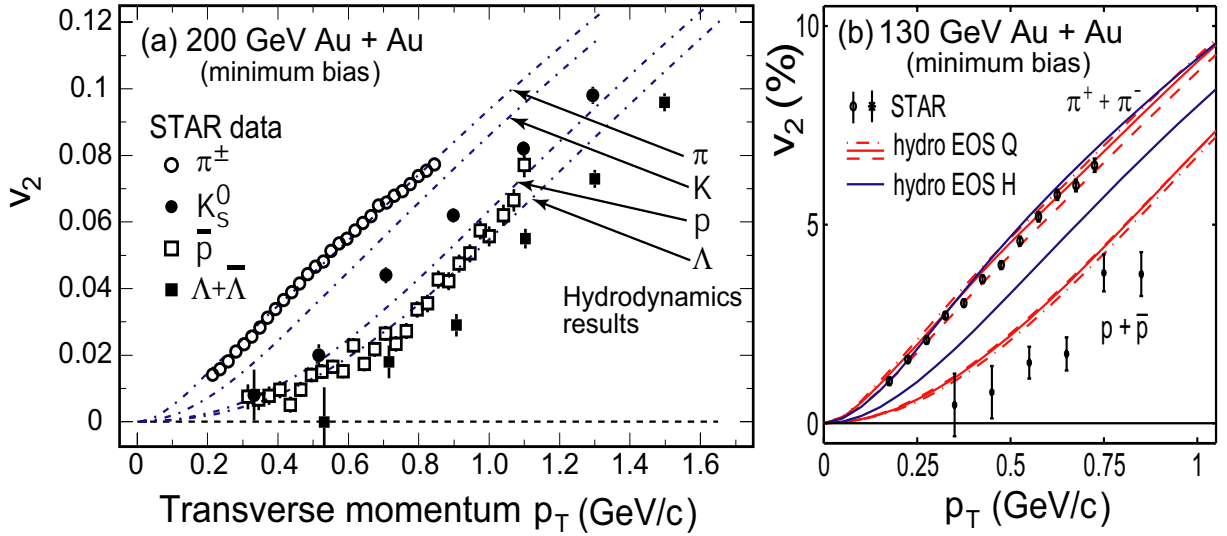


FIG. 2.22 –  $v_2$  en fonction de l'impulsion transvers  $p_t$  (GeV/c) pour les pions chargés,  $K_s^0$ ,  $\bar{p}$  et  $\Lambda + \bar{\Lambda}$  [110]. La figure de gauche (a) montre les résultats expérimentaux dans les collisions Au-Au à 200 GeV dans le centre de masse, et la figure de droite (b) montre les résultats obtenus en collision Au-Au à 130 GeV dans le centre de masse. Les courbes représentent le comportement de  $v_2$  en fonction de  $p_t$  prédit par des modèles hydrodynamiques qui supposent une thermalisation locale atteinte tôt. Dans le cas des résultats obtenus à 130 GeV, les courbes représentent les prédictions de comportement de  $v_2$  dans le cas d'un gaz hadronique (EOS H) et dans le cas d'un plasma de quarks et de gluons (EOS Q).

calculs de modèles hydrodynamiques et supposent que le système atteint rapidement un équilibre thermique local ( $\tau < 1$  fm/c). Ces modèles reproduisent le comportement des différentes particules en fonction de l'impulsion transvers  $p_t$  jusqu'à 1.5 GeV/c pour deux énergies de collision au RHIC :  $\sqrt{s} = 130$  et 200 GeV. Ces modèles utilisent les équations d'état incluant une transition de phase vers un plasma de quarks et de gluons à  $T = 165$  MeV et une température de gel cinétique de 130 MeV. Dans le cas des collisions à 130 GeV, les prédictions utilisant une équation d'état d'un gaz hadronique sont également représentées (courbes bleues). L'accord semble meilleur lorsqu'on utilise les équations d'état prenant en compte le plasma de quarks et de gluons par rapport à celles du gaz hadronique seul, où la dépendance en masse est fortement sous estimée. La thermalisation précoce de la matière suggère qu'elle ressemble à un liquide sans viscosité dont les constituants seraient en interaction forte. On serait en présence d'un plasma de quarks et de gluons, où les quarks et les gluons interagiraient fortement, appelé sQGP ("strongly interacting Quark Gluon Plasma").

Les figures 2.23 du haut montrent  $v_2$  en fonction l'impulsion transvers  $p_t$  (GeV/c) pour différents hadrons ( $\pi$ ,  $K$ ,  $p$ ,  $\Lambda$ ,  $\Xi$ ,  $\Omega$ ,  $K_s^0$ ,  $\Lambda + \bar{\Lambda}$ ,  $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ ,  $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ ) mesuré dans les collisions Au-Au à 200 GeV. Les mesures expérimentales sont comparées à des modèles hydrodynamiques (courbes roses). On constate que la production de particules étranges dans la région des  $p_t$  intermédiaire ( $1.5 \text{ GeV/c} < p_t < 5 \text{ GeV/c}$ ) n'est pas bien décrite par les modèles hydrodynamiques seuls. On observe une saturation de  $v_2$ , dont la valeur de saturation ne semble pas dépendre de la masse des particules mais de leur nombre de quarks de valence  $n$  constituants. Les modèles de recombinaison des quarks



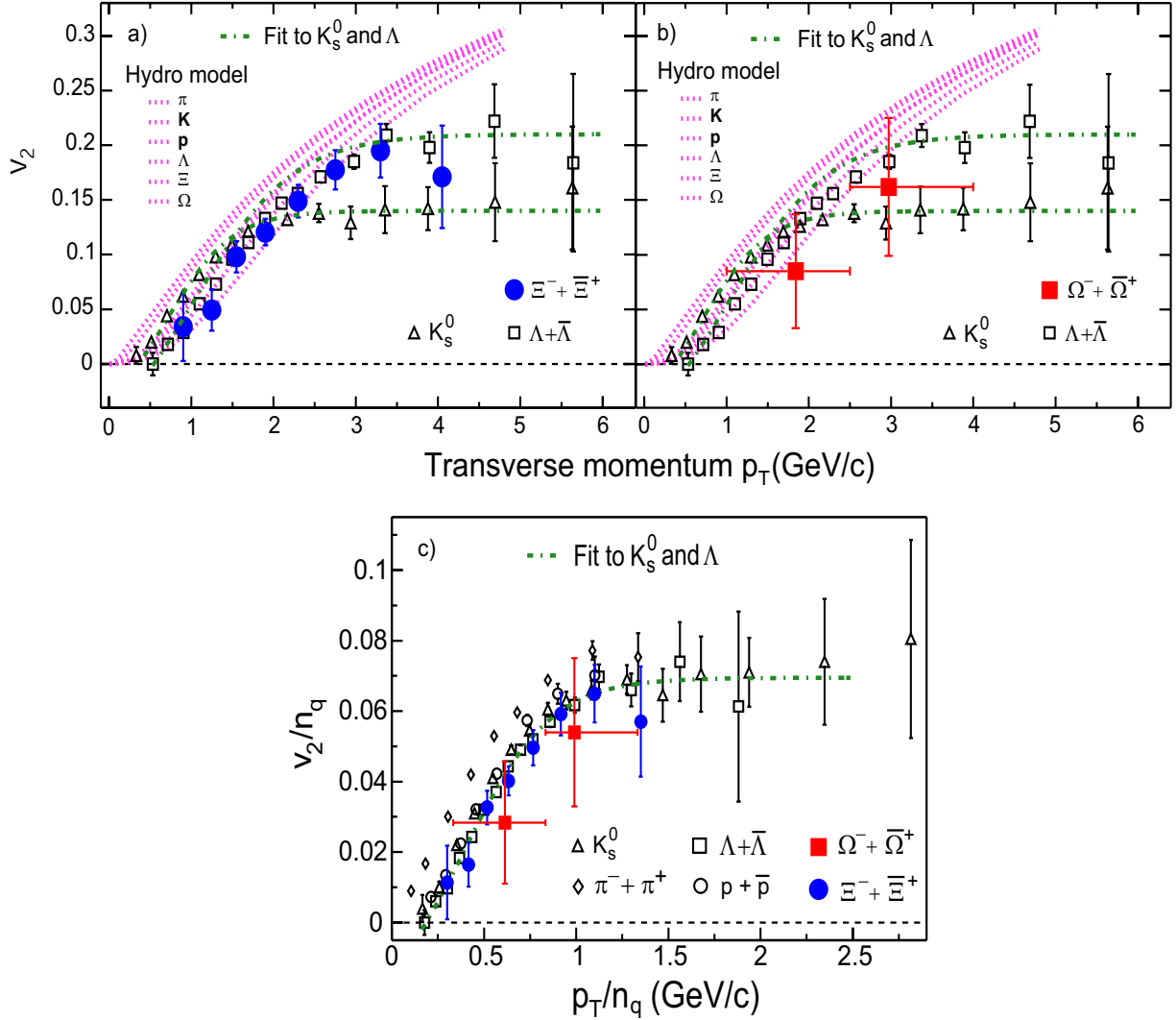


FIG. 2.23 – En haut :  $v_2$  en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$  (GeV/c) pour différents hadrons mesuré dans les collisions Au-Au à 200 GeV [110]. Les courbes roses représentent les prédictions de modèles hydrodynamiques et les courbes vertes sont des ajustements avec des fonctions analytiques simples sur les mesures. En bas : rapport  $v_2/n$  en fonction de  $p_t/n$  (GeV/c) pour différents hadrons,  $n$  est le nombre de quarks de valence des particules [110].

prédisent un tel comportement. En effet, si le flot est établi au niveau partonique, le rapport  $v_2/n$  en fonction de  $p_t/n$  suit une courbe universelle pour tous les hadrons. La figure 2.23 du bas représente le rapport  $v_2/n$  en fonction de  $p_t/n$  pour différents hadrons ( $K_s^0$ ,  $\Lambda + \bar{\Lambda}$ ,  $p + \bar{p}$ ,  $\pi^+ + \pi^-$ ,  $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ ,  $\Xi^- + \bar{\Xi}^+$ ). Cette figure montre que les rapports  $v_2/n$  se superposent pour les baryons et les mésons. Ce résultat suggère que l'effet collectif se développe dans la phase partonique.

La figure 2.24 représente  $v_2$  mesuré pour les électrons provenant de la désintégration des mésons charmés et beaux en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$ . Le  $v_2$  de ces électrons est non nul à basse impulsion transverse, ce qui indique que les mésons ont

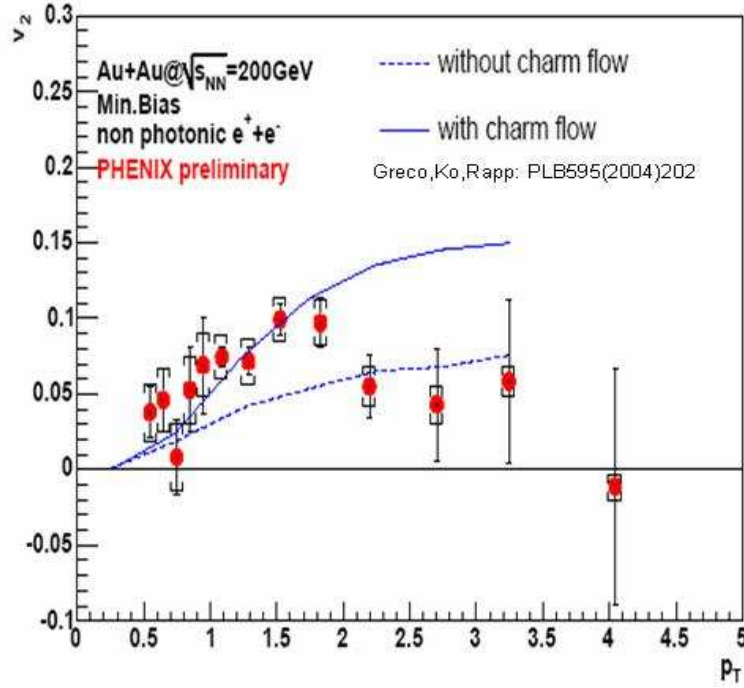


FIG. 2.24 –  $v_2$  des électrons non photoniques, provenant de la désintégration des mésons lourds, en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$ , mesuré par PHENIX dans les collisions Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [111]. Les courbes représentent les prédictions du comportement de  $v_2$  par les modèles de recombinaison des quarks en incluant un flot nul (trait pointillé) et non nul (trait plein) des quarks charmés [112].

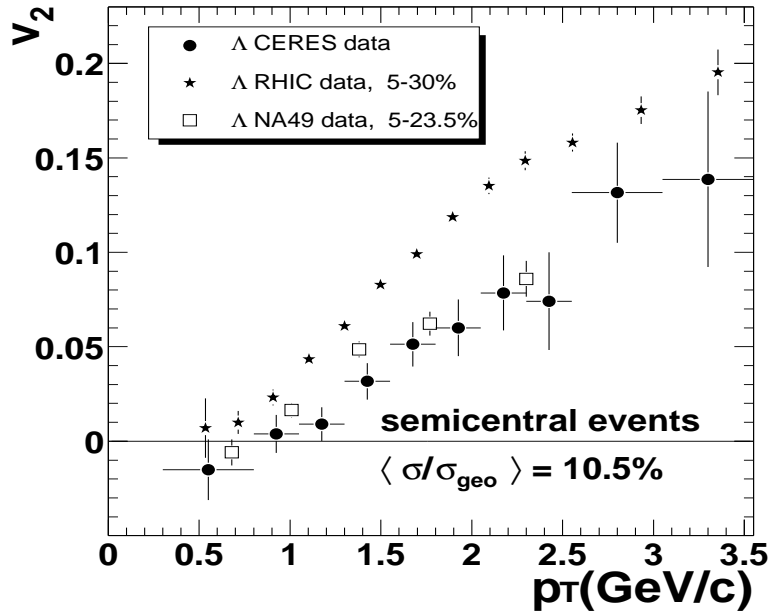


FIG. 2.25 – Comparaison des valeurs de  $v_2$  pour les  $\Lambda$  mesurées en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$  (GeV/c) par les expériences CERES ( $\sqrt{s_{NN}} = 17$  GeV), STAR ( $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV) et NA49 ( $\sqrt{s_{NN}} = 17$  GeV) [113].

également un flot non nul. À grande impulsion transverse, le flot des mésons charmés semble cependant inférieur au flot mesuré pour les mésons légers. Une comparaison avec les prédictions de modèle de recombinaison des quarks est présentée. Celle-ci semble en faveur d'un flot non nul des quark  $c$ .

Le SPS a également mesuré le flot elliptique dans les collisions Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon dans un domaine en impulsion transverse  $p_t > 1.5$  GeV/c. NA49 [114] a mesuré les valeurs de  $v_2$  pour les pions, les protons et les  $\Lambda$ , et CERES [113] celles pour les pions et les  $\Lambda$ . La figure 2.25 compare les valeurs de  $v_2$  pour les  $\Lambda$  mesurées en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$  par les expériences CERES, STAR et NA49. On observe un bon accord entre les mesures. À basse impulsion transverse on observe que  $v_2$  croît de façon monotone avec  $p_t$ . De plus les mesures de  $v_2$  réalisées au SPS sont plus faibles qu'au RHIC. De même les valeurs de  $v_2$  pour les pions sont plus importantes que pour les protons et les  $\Lambda$ . Les calculs hydrodynamiques ne peuvent rendre compte des résultats observés au SPS et surestiment généralement les valeurs de  $v_2$ .

## 2.6 Pertes d'énergie des partons dans un milieu dense

En 1982, Björken a été le premier à proposer le phénomène de suppression des jets de haute impulsion transverse comme signature d'un plasma de quarks et de gluons [115]. En effet, lors de la formation d'un milieu déconfiné, si la densité partonique est élevée alors les partons de hautes impulsions transverses vont perdre de l'énergie par diffusion élastique sur les quarks et les gluons. Ainsi un parton sans masse produit dans le plan transverse ( $y=0$ ) avec une impulsion transverse  $p_T$  aura une impulsion  $p'_T$  après la traversée du milieu confiné :

$$p'_T = p_T - \frac{dE}{dx}L \text{ avec } \frac{dE}{dx} \simeq \alpha_s^2 \sqrt{\epsilon} \quad (2.13)$$

où  $dE/dx$  est la perte d'énergie par unité de longueur du parton,  $L$  la longueur parcourue par le parton dans le milieu,  $\alpha_s$  la constante de couplage de l'interaction forte et  $\epsilon$  la densité d'énergie du milieu. Ensuite, ces partons s'hadronisent et les hadrons ainsi formés voient leur impulsion réduite.

À noter que la perte d'énergie par diffusion élastique n'est pas la seule source de perte d'énergie des partons dans un milieu dense. En effet le "gluonsstrahlung", l'équivalent en QCD du "bremsstrahlung" de QED, peut être une source de perte d'énergie [116, 117, 118]. Durant la traversée du milieu dense le parton perd de l'énergie par rayonnement de gluons.

### 2.6.1 La suppression des jets ou "jet quenching"

Comme on vient de le voir, la perte d'énergie des partons initiaux est différente selon qu'ils traversent un gaz hadronique ou un plasma de quarks et de gluons. Pour pouvoir comparer la production de particules dans un domaine en pseudo-rapacité  $\eta$  et d'impulsion transverse  $p_T$  dans les collisions noyau-noyau A-B par rapport à celle dans les collisions p-p, on définit le facteur de modification nucléaire :

$$R_{AB}(p_T) = \frac{1}{\langle N_{coll}^{inel} \rangle} \frac{d\sigma_{AB}/d\eta d^2p_T}{d\sigma_{NN}/d\eta d^2p_T} \quad (2.14)$$

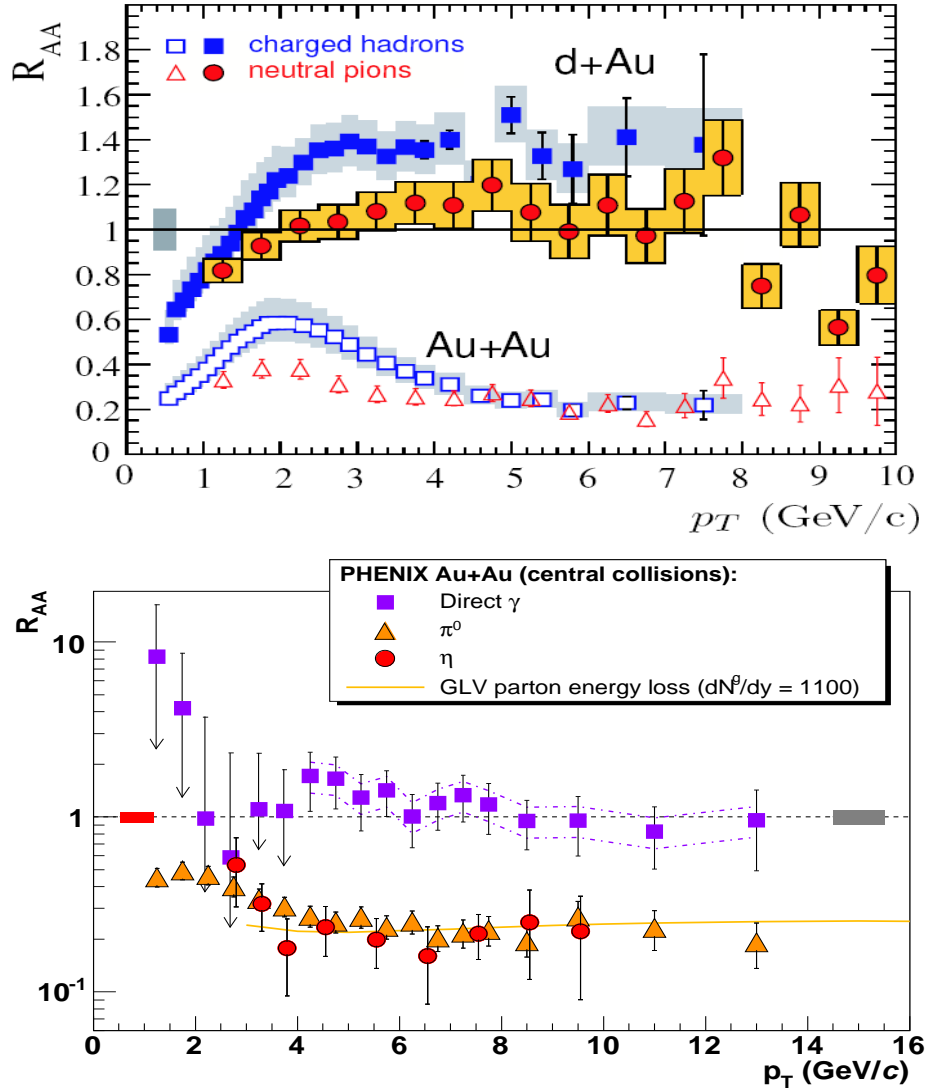


FIG. 2.26 – En haut : facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  en fonction de l'impulsion transverse  $p_T$  (GeV/c) pour des collisions d-Au et Au-Au à  $\sqrt{s} = 200$  GeV pour les hadrons chargés et les pions neutres mesuré par la collaboration PHENIX [119]. En bas : facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  en fonction de l'impulsion transverse  $p_T$  (GeV/c) pour les pions neutres  $\pi^0$ , les  $\eta$  et les photons directs dans les collisions centrales Au-Au à  $\sqrt{s} = 200$  GeV mesuré par la collaboration PHENIX [120]. La courbe correspond à un modèle basé sur la perte d'énergie partonique GLV (Gyulassy Levai Vitev) [121].

où  $\langle N_{coll}^{inel} \rangle$  est le nombre moyen de collisions p-p inélastiques dans une collision A-B. Ce facteur est égal à 1 si une collision noyau-noyau est une superposition indépendante de  $N_{coll}$  collisions p-p.

Les facteurs de modification nucléaire mesurés en collision centrale d-Au et Au-Au par l'expérience PHENIX pour les pions neutres et les hadrons chargés sont présentés sur la figure 2.26 (en haut). On constate une augmentation de ce rapport due à l'effet Cronin pour les collisions d-Au pour les hadrons chargés aux impulsions transverses intermédiaires. Dans les collisions centrales ce rapport est très inférieur à 1 que ce soit pour les hadrons ou pour les pions neutres. Cette suppression par rapport aux collisions d-Au est de l'ordre d'un facteur 5 pour des impulsions transverses allant de 5 GeV/c

à 10 GeV/c. Cette suppression des hadrons de haut  $p_T$  dans les collisions Au-Au doit être un effet dans l'état final impliquant la création d'un état de la matière très dense car il n'est pas observé dans les collisions d-Au. Ce phénomène d'atténuation de la production des hadrons, appelé "jet quenching" est relié à la perte d'énergie du parton ayant initié la gerbe dans un milieu de grande densité que l'on peut interpréter comme un plasma.

La figure 2.26 (en bas) représente le facteur de modification nucléaire des pions neutres, des  $\eta$  et des photons directs pour les collisions centrales Au-Au mesurée par l'expérience PHENIX. On observe que les photons ne sont pas supprimés pour des  $p_T > 2$  GeV/c. En effet les photons étant neutres de couleur ils sont peu sensibles à la phase partonique. Les photons directs permettent donc de vérifier la normalisation du facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  dans le domaine en impulsion transverse où apparaît la suppression des hadrons. Par contre, on observe que les mésons  $\pi^0$  et  $\eta$  ont une suppression identique d'un facteur  $\sim 5$  et que cette suppression ne dépend de l'impulsion transverse que dans le domaine en  $p_T$  allant de 4 GeV/c à 20 GeV/c. Cette suppression semble donc être indépendante de la masse des hadrons chargés, ce qui est en accord avec le scénario de perte d'énergie des partons dans un milieu dense. Une prédiction théorique pour le facteur de modification des pions neutres  $R_{AA}$  prenant en compte les effets dans l'état initial ("shadowing" et effet Cronin) est indiquée sur la figure 2.26 (en bas) (courbe jaune). Dans ce modèle, les partons perdent leur énergie par rayonnement de gluons. Avec une densité de gluons  $dN^g/dy = 1100$ , le modèle reproduit bien les données. Cette valeur conduit à une densité d'énergie dans l'état initial de 15 GeV/fm<sup>3</sup> dans les collisions centrales Au-Au à  $\sqrt{s} = 200$  GeV [121].

### 2.6.2 Corrélation azimutale des dihadrons

Les partons de haut  $p_T$  étudiés au paragraphe précédent sont produits par paires dans des processus dits "durs" parton-parton, que l'on peut traiter en QCD perturbative. Les deux jets de haut  $p_T$  sont produits dos à dos avec la même impulsion transverse. Ces jets peuvent être une sonde très intéressante du milieu dense formé aux tous premiers instants de la collision. Il est difficile de reconstruire complètement les jets associés aux partons dans les collisions Au-Au en raison de la grande multiplicité des particules émises ( $dN_{ch}/dy|_{y=0} \sim 650$  dans les collisions centrales Au-Au à  $\sqrt{s} = 200$  GeV). Pour pallier cette difficulté, les expériences du RHIC sélectionnent les hadrons de plus haut  $p_T$  et mesurent la distribution azimutale,  $\Delta\phi = \phi_{trig} - \phi$ , par rapport à ces particules de référence ( $\phi_{trig}$ ), des hadrons de la même collision ( $\phi$ ).

L'expérience STAR a mesuré les jets dans l'intervalle en pseudo-rapacité  $|\eta| < 0.7$  avec, pour les hadrons déclencheurs, une impulsion transverse  $p_T^{trig}$  comprise entre 4 GeV/c et 6 GeV/c, et, pour les particules associées, une impulsion transverse comprise entre 2 GeV/c et  $p_T^{trig}$ . La figure 2.27 (en haut) montre les corrélations azimutales des hadrons de haut  $p_T$  mesurées par l'expérience STAR pour les collisions p-p, centrales d-Au et "minimum bias" d-Au. On observe un premier pic à  $\phi \sim 0$  radian pour les hadrons déclencheurs associés au premier parton et un second pic à  $\phi \sim \pi$  radians correspondant aux hadrons détectés dans la direction opposée à la première provenant de la fragmentation du parton partenaire. Les distributions azimutales des hadrons de haut  $p_T$  montrent des corrélations caractéristiques des 2 jets de haut  $p_T$  produits dos à dos, que ce soit en collisions p-p ou en collisions d-Au. La figure 2.27 (en bas) com-

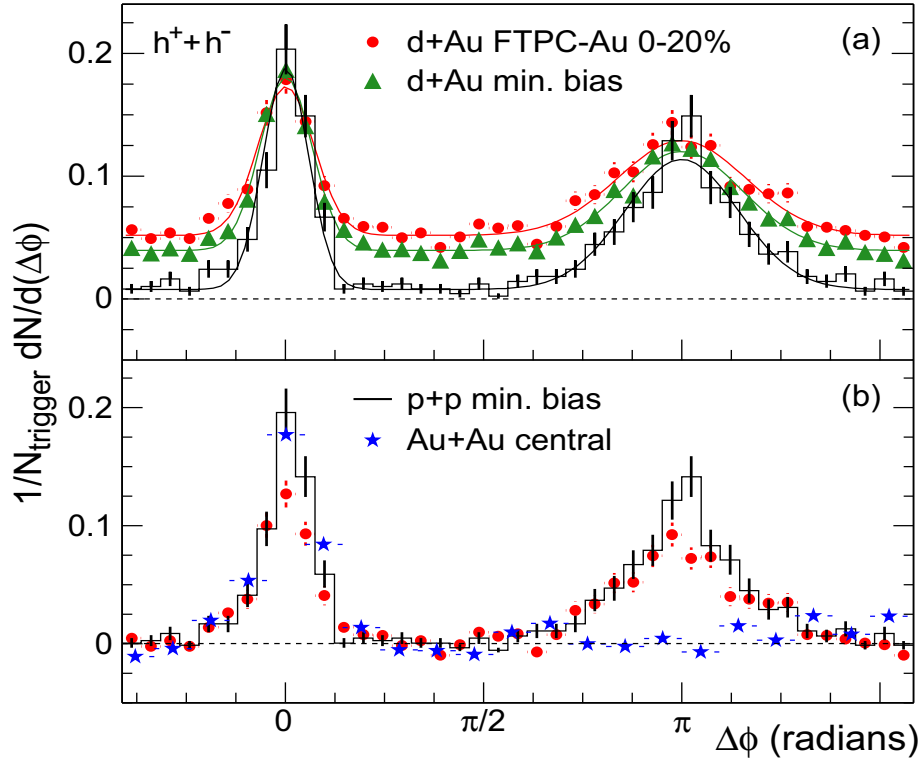


FIG. 2.27 – Corrélation azimutale des dihadrons de haut  $p_T$  mesurée par l'expérience STAR [123] : a) dans les collisions d-Au pour toutes les centralités (triangles verts) et pour les collisions centrales (ronds rouges) et dans les collisions p-p (histogramme en noir) b) dans les collisions p-p (histogramme), Au-Au centrales (étoiles bleues) et d-Au centrales (ronds rouges).

pare les corrélations dans les collisions p-p et d-Au aux corrélations dans les collisions centrales Au-Au. Dans les collisions centrales Au-Au les corrélations azimutales ont complètement disparu. Ceci s'explique si l'on admet qu'un des partons a perdu une fraction importante de son énergie par rayonnement de gluons lors de la traversée du milieu dense alors que le parton associé a parcouru une distance quasi-nulle dans le milieu dense et a donc pu s'en échapper librement.

Ces mesures faites au RHIC liées à l'atténuation des jets sont considérées par certains comme la preuve de la formation d'un plasma de quarks et de gluons [124].

## 2.7 La suppression des quarkonia comme sonde du PQG

### 2.7.1 Dissociation des quarkonia dans un PQG

#### 2.7.1.1 Écrantage de couleur

En 1986, Matsui et Satz [125] proposent une nouvelle signature pour la mise en évidence du plasma de quarks et de gluons : le taux de production des résonances de saveurs lourdes, comme celles de la famille du  $J/\Psi$  (état lié  $c\bar{c}$ ) ou de la famille du  $\Upsilon$  (état lié  $b\bar{b}$ ), pourrait être un signal de la formation d'un milieu dense et déconfiné.

L'idée est que le potentiel d'interaction entre deux quarks serait écranté dans un plasma du fait du déconfinement des quarks et des gluons. Une paire quark-antiquark a donc une probabilité plus faible de former un état lié quark-antiquark dans un plasma. Ainsi, dans leur modèle, on devrait observer une suppression des résonances de saveurs lourdes si un plasma de quarks et de gluons est formé lors des collisions noyau-noyau.

Etat lié $i$	$J/\Psi$ (1S)	$\chi_c$ (1P)	$\Psi'$ (2S)	$\Upsilon$ (1S)	$\chi_b$ (1P)	$\Upsilon'$ (2S)	$\chi'_b$ (2P)	$\Upsilon''$ (3S)
$M_i$ (GeV/c <sup>2</sup> )	3.10	3.53	3.68	9.46	9.99	10.02	10.26	10.36
$r_i$ (fm)	0.50	0.72	0.90	0.28	0.44	0.56	0.68	0.78
$\Delta E_i$ (GeV)	0.64	0.20	0.05	1.10	0.67	0.54	0.31	0.20
$T_d/T_c$	2.10	1.16	1.12	> 4.0	1.76	1.60	1.19	1.17
$f_{J/\psi,\Upsilon}^i$ (%)	62	30	8	52	26	10	10	2

TAB. 2.2 – Spectroscopie des quarkonia dans le vide ( $M_i$ ,  $r_i$ ,  $\Delta E_i$ ), température de dissociation des quarkonia dans le milieu ( $T_d$ ) [127] et contribution des états excités à l'état fondamental ( $f_{J/\psi,\Upsilon}^i$ ) [128].  $T_c$  est la température critique estimée à environ 173 MeV par les calculs de QCD sur réseau.

On appelle quarkonia les états liés quark-antiquark lourds. Puisque les quarks sont lourds ( $m_c \simeq 1.2\text{-}1.5$  GeV/c<sup>2</sup> et  $m_b \simeq 4.5\text{-}4.8$  GeV/c<sup>2</sup>) on peut étudier la spectroscopie des quarkonia dans le cadre d'une théorie quantique non-relativiste. Le potentiel d'interaction entre deux quarks séparés d'une distance  $r$  peut être pris sous la forme de Cornell [126] :

$$V(r) = \sigma r - \frac{\alpha}{r} \quad (2.15)$$

où le premier terme correspond à l'attraction des quarks à grande distance (confinement) avec une tension de corde  $\sigma \simeq 0.2$  GeV<sup>2</sup> et le deuxième terme correspond à la répulsion coulombienne des charges de couleurs à petite distance avec  $\alpha = \pi/12$ . La résolution de l'équation de Schrödinger, avec le potentiel  $V(r)$  défini par l'équation 2.15 :

$$\left\{ 2m - \frac{1}{m}\Delta + V(r) \right\} \Psi_i(r) = M_i \Psi_i(r) \quad (2.16)$$

permet de déterminer la masse  $M_i$ , le rayon  $r_i$ , l'énergie de liaison  $\Delta E_i$  et les fonctions d'ondes  $\Psi_i$  des différents états liés  $i$ . L'énergie de liaison est calculée de la façon suivante :  $\Delta E_i = 2M_{D,B} - M_{c\bar{c},b\bar{b}}$  ( $M_{D,B}$  est la masse du méson  $D$  ou la masse du méson  $B$ ). Dans le tableau 2.2 sont résumées les principales caractéristiques des états liés obtenues avec le modèle décrit précédemment en fixant la masse des quarks à  $m_c = 1.25$  GeV/c<sup>2</sup> et  $m_b = 4.65$  GeV/c<sup>2</sup>. La spectroscopie des quarkonias est ainsi bien reproduite avec un écart entre la masse mesurée expérimentalement  $M_i^{exp}$  et la masse  $M_i$  estimée par ce modèle, avec un potentiel d'interaction entre quarks non-relativiste, inférieur à 1 %. La spectroscopie expérimentale des quarkonia est donnée dans le tableau 2.3.

Lorsque la température augmente, la tension de corde diminue et devient nulle si une transition de phase vers un milieu déconfiné a lieu :  $\sigma(T > T_c) = 0$ . Le potentiel coulombien peut produire à lui seul des états liés, et ce, même au-delà de la température critique  $T_c$ . À partir d'une température caractéristique, appelée température de

Etat lié $i$	$J/\Psi$ (1S)	$\chi_c$ (1P)	$\Psi'$ (2S)	$\Upsilon$ (1S)	$\chi_b$ (1P)	$\Upsilon'$ (2S)	$\chi'_b$ (2P)	$\Upsilon''$ (3S)
$M$ (GeV/c <sup>2</sup> )	3.097	3.511	3.686	9.460	9.893	10.023	10.255	10.355
$\Gamma$ (keV)	93.4	890	337	54.02	-	31.98	-	20.32
$\mathcal{BR}_{\mu\mu}$ (%)	5.93	0	$7.3 \cdot 10^{-4}$	2.48	0	1.93	0	2.18
$\mathcal{BR}_{J/\psi, \Upsilon}$ (%)	0	35.6	56.1	$6.5 \cdot 10^{-4}$	35	27.8	10.13	10.6

TAB. 2.3 – Spectroscopie expérimentale des quarkonia :  $M$  est la masse et  $\Gamma$  la largeur de l'état lié,  $\mathcal{BR}_{\mu\mu}$  et  $\mathcal{BR}_{J/\psi, \Upsilon}$  sont respectivement les rapports de branchement de la résonance dans le canal  $\mu^+\mu^-$  et dans le canal  $J/\Psi$  (1S) et  $\Upsilon$  (1S) [51].

dissociation  $T_d$ , l'état lié ne peut plus se former.

Lorsqu'on se place dans un milieu déconfiné ( $T > T_c$ ), le potentiel d'interaction quark-antiquark est modifié par la présence des autres charges de couleur et s'écrit [129] :

$$V_{q\bar{q}}(r, T) = \frac{\sigma}{\mu(T)} (1 - e^{-\mu(T)r}) - \frac{\alpha}{r} e^{-\mu(T)r} \quad (2.17)$$

où  $\mu(T)$  est la masse d'écran. La masse d'écran est l'inverse de la longueur d'écran, aussi appelée rayon de Debye  $r_D(T)$  :  $\mu(T) = 1/r_D(T)$ . Le rayon de Debye  $r_D(T)$  donne une mesure du pouvoir d'écrantage de couleur du plasma. Il représente la portée de l'interaction du quark dans le plasma. On constate que lorsque  $\mu(T) = 0$  ou  $T = 0$ , on retrouve le potentiel d'interaction donné par l'équation 2.15. Le potentiel d'interaction quark-antiquark donné par l'équation 2.17 présente les caractéristiques suivantes :

- aux courtes distances  $r \ll r_D(T)$  :

$$\lim_{r \rightarrow 0} r V_{q\bar{q}}(r, T) = -\alpha, \quad (2.18)$$

on retrouve, comme attendu, un potentiel Coulombien en  $1/r$  lorsque  $\sigma \rightarrow 0$ .

- aux grandes distances  $r \gg r_D(T)$  :

$$\lim_{r \rightarrow +\infty} \frac{1}{r} \ln \left( \frac{\sigma}{r} - V_{q\bar{q}}(r, T) \right) = -\mu(T), \quad (2.19)$$

Le potentiel d'interaction quark-antiquark diminue exponentiellement avec la masse d'écran  $\mu(T)$ . Lorsque la température augmente, la masse d'écran  $\mu(T)$  augmente et la résonance disparaît. La figure 2.28 représente le potentiel d'interaction quark-antiquark écranté pour deux valeurs de la masse d'écran  $\mu(T)$ .

En présence d'un plasma de quarks et de gluons la tension de corde s'annule  $\sigma(T_c) = 0$ , le potentiel d'interaction quark-antiquark 2.17 devient :

$$V_{q\bar{q}}(r, T > T_c) = -\frac{\alpha}{r} e^{-\mu(T)r}. \quad (2.20)$$

Les calculs de QCD permettent de calculer à température  $T$  donnée l'énergie libre de la paire quark-antiquark et d'en déduire le potentiel 2.17. On peut alors déterminer le rayon de Debye du plasma et les températures de dissociation  $T_d$  des différents états liés. Les températures de dissociation  $T_d$  obtenues à partir des calculs récents de QCD



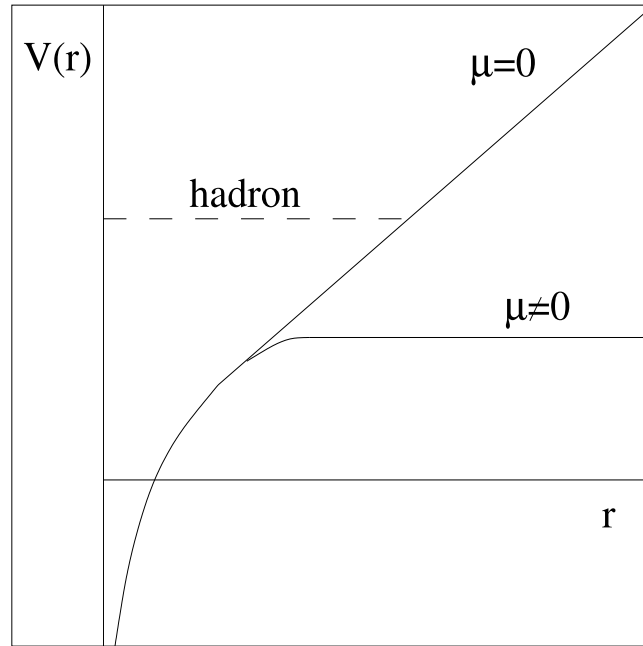


FIG. 2.28 – Représentation schématique du potentiel d'interaction quark-antiquark  $V(r)$  subissant l'écrantage [130].

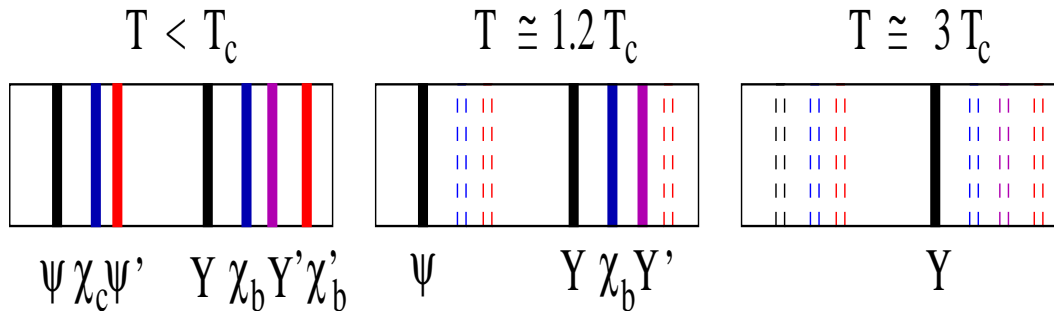


FIG. 2.29 – Dissociation des quarkonia comme mesure indirecte de la température du milieu.

sur réseau sont données dans le tableau 2.2. On constate que les états fondamentaux ( $J/\Psi$ ,  $\Upsilon$ ), états dont les rayons de Bohr  $r_i$  sont les plus petits, sont ceux qui seront dissociés en dernier compte tenu de leur température de dissociation élevée. La dissociation des états liés dans le plasma peut également fournir une mesure indirecte de la température du milieu (figure 2.29).

Les températures de dissociation des états excités du charmonium sont très proches et sont de l'ordre de la température critique  $T_c$ . Le  $\Psi'$  et le  $\chi_c$  pourraient être dissociés si on atteint une densité d'énergie de l'ordre de  $2 \text{ GeV/fm}^3$ . La dissociation du  $J/\Psi$  devrait apparaître pour une température de l'ordre de  $2T_c$  correspondant à une densité d'énergie de  $25 \text{ GeV/fm}^3$ . Or les densités d'énergie atteintes au SPS et au RHIC sont nettement inférieures (pour rappel, au SPS  $\epsilon \simeq 2 - 4 \text{ GeV/fm}^3$  et au RHIC  $\epsilon \simeq 5.5 \text{ GeV/fm}^3$ ). Ainsi au SPS et au RHIC on devrait observer une dissociation totale du  $\Psi'$  et du  $\chi_c$ . On devrait également observer une dissociation partielle du  $J/\Psi$  de l'ordre de 40% au voisinage de  $T_c$ . En effet, 40% des  $J/\Psi$  proviennent de la désintégration du  $\chi_c$  (30%) et du  $\Psi'$  (10%). C'est en effet ce que l'on observe sur la figure 2.30, qui

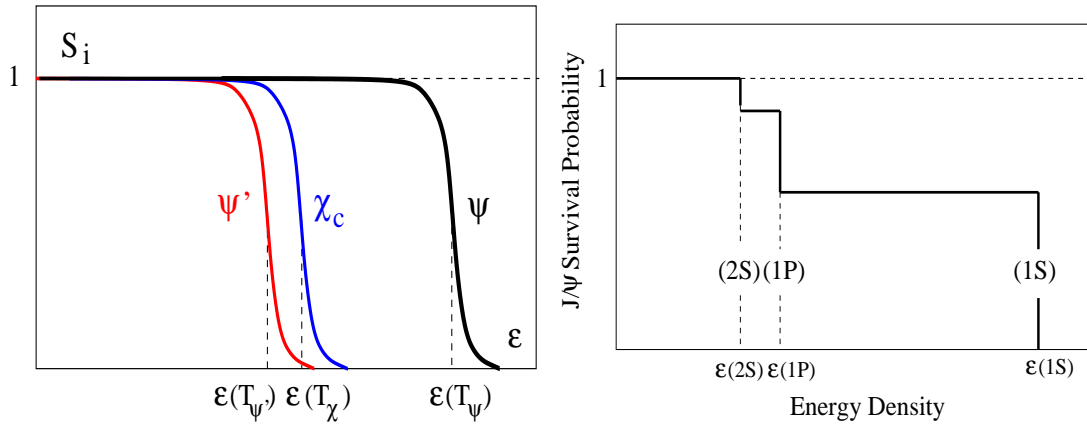


FIG. 2.30 – Probabilité de survie des états liés  $c\bar{c}$  (à gauche) et du  $J/\psi$  (à droite) en fonction de la densité d'énergie du milieu.

représente la probabilité de survie des états liés  $c\bar{c}$  (à gauche) et du  $J/\psi$  (à droite) en fonction de la densité d'énergie du milieu.

### 2.7.1.2 Dissociation du $J/\psi$ par les gluons

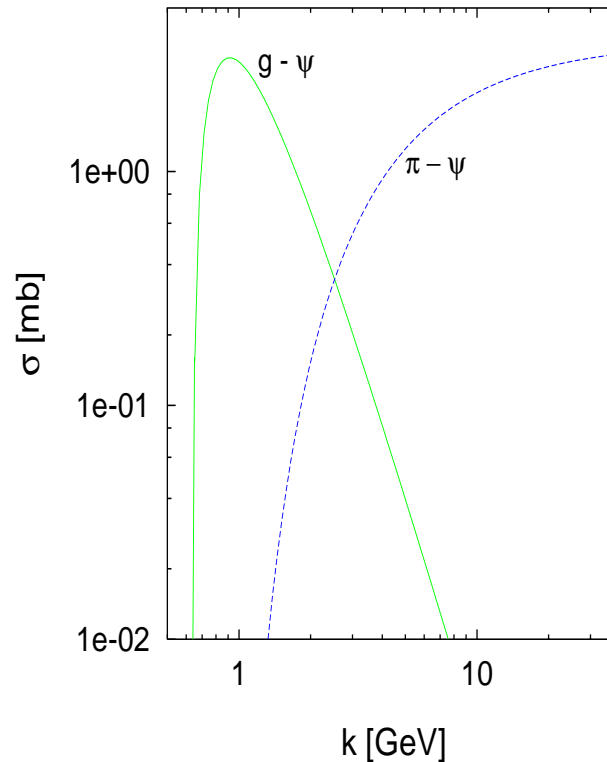


FIG. 2.31 – Section efficace de dissociation du  $J/\psi$  au repos par des gluons et des pions d'impulsion  $k$  [131].

Kharzeev et Satz ont proposé une approche dynamique de la suppression des résonances charmées dans le plasma de quarks et de gluons [131]. Celle-ci s'appuie sur l'étude des résonances totalement formées interagissant avec les gluons. Compte tenu de l'énergie de dissociation importante du  $J/\psi$  (cf. tableau 2.2), leur dissociation par des

gluons de basse impulsion transverse est impossible. La section efficace de dissociation de l'état lié  $J/\Psi$  par un gluon est donnée par la relation :

$$\sigma_{gJ/\Psi}(k) = \frac{2\pi}{3} \left(\frac{32}{3}\right)^2 \left(\frac{m_c}{\Delta E_{J/\Psi}}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{m_c^2} \frac{\left(\frac{k}{\Delta E_{J/\Psi}} - 1\right)^{\frac{3}{2}}}{\left(\frac{k}{\Delta E_{J/\Psi}}\right)^5} \quad (2.21)$$

où  $m_c$  est la masse du quark  $c$ ,  $k$  l'impulsion du gluon dans le référentiel propre de la résonance et  $\Delta E_{J/\Psi}$  l'énergie de liaison du  $J/\Psi$ . La section efficace de dissociation du  $J/\Psi$  par des gluons et des pions  $\pi$  en fonction de l'impulsion  $k$  de ces derniers est représentée figure 2.31.

Pour un gaz de pions ayant une température  $T = 150$  MeV (où l'impulsion moyenne des pions est donc  $3T = 450$  MeV), l'impulsion moyenne des gluons est d'environ  $0.6T$  soit 90 MeV, insuffisante pour détruire le  $J/\Psi$ . Dans ces conditions seul le  $\Psi'$  peut être dissocié. Par contre, si le milieu est déconfiné l'impulsion moyenne des partons est de l'ordre de  $3T$ , ainsi l'impulsion des gluons peut atteindre les 600 MeV nécessaires à la dissociation du  $J/\Psi$ . Le  $\chi_c$  ayant une énergie de liaison plus faible que celle du  $J/\Psi$  il aura une section efficace d'interaction avec les gluons plus importante que celle du  $J/\Psi$ .

Dans ce modèle, le taux de dissociation du  $J/\Psi$  peut nous renseigner sur la "dureté" des gluons et par conséquent sur la nature déconfinée ou non du milieu dans lequel il se trouve.

## 2.7.2 La production des quarkonia

La production d'un quarkonium se fait tout d'abord par la création d'une paire quark-antiquark ( $q\bar{q}$ ). L'échelle d'énergie mise en jeu étant de l'ordre de  $2m_q \gg \Lambda_{QCD}$  ( $m_q$  est la masse du quark  $q$ ), cette production peut être évaluée dans le cadre de la QCD perturbative. Ainsi la production d'une paire quark-antiquark ( $q\bar{q}$ ) est dominée par les processus perturbatifs, et plus particulièrement par la fusion de gluons. Cette création nécessite un temps de formation très court de l'ordre de  $\tau \sim (2m_q)^{-1}$ . L'hadronisation vers un état résonant peut alors se faire. Cette hadronisation va dépendre de l'état dans lequel se trouve la paire après sa création. Si l'état est coloré, cette charge de couleur devra être neutralisée pour obtenir un quarkonium neutre de couleur puisque expérimentalement aucun hadron coloré n'est observé. Cette neutralisation de la couleur nécessite une évolution de la paire sur une longue échelle de temps (comparée à celle nécessaire à la création de la paire), impliquant ainsi des phénomènes non perturbatifs. Les différences entre les divers modèles existants viennent de la manière dont est traitée l'hadronisation de la paire  $q\bar{q}$ . Ces modèles sont contraints par les données expérimentales en termes de section efficace ou de polarisation. Dans la suite trois modèles seront décrits succinctement.

### 2.7.2.1 Modèle d'évaporation de couleur

Le modèle d'évaporation de couleur (CEM pour "Color Evaporation Model") est le premier modèle décrivant la production des quarkonia. Il fut développé par Harold Fritzsch en 1977 [132]. Dans ce modèle, la neutralisation de la couleur de la paire se

fait par interaction avec l'environnement : émission ou absorption de gluons. Ce modèle simple ne prend pas en compte les divers nombres quantiques des quarks et postule qu'une fraction donnée des paires de quarks créées s'hadronisent. Cette fraction dépend seulement de l'énergie mise en jeu. La section efficace du  $J/\Psi$ , par exemple, s'écrit :

$$\sigma_{J/\psi} = f_{J/\psi} \int_{2m_c}^{2m_D} dm_{c\bar{c}} \frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{dm_{c\bar{c}}} \quad (2.22)$$

où  $f_{J/\psi}$  est un paramètre du modèle qui est fixé par les données expérimentales (cf. tableau 2.4). Le paramètre  $m_D$  qui intervient dans l'intégration de la section efficace  $q\bar{q}$  représente la masse du hadron charmé le plus léger.

état lié $i$	$J/\Psi$	$\chi_c$	$\Psi'$	$\Upsilon$	$\Upsilon'$	$\Upsilon''$
$f_i$	0.025	0.01	0.0035	0.046	0.024	0.0078

TAB. 2.4 – Paramètre du modèle d'évaporation de couleur fixé par les données expérimentales [133].

Une des conséquences de ce modèle est que le rapport entre la production de deux charmonia ne dépend pas de l'énergie mise en jeu, ce que semblent confirmer les données expérimentales. Ce modèle semble reproduire les sections efficaces des états liés ainsi que les spectres en  $p_T$  pour les données à basses énergies. Cependant, ce modèle ne permet pas de reproduire les données de CDF mettant en jeu des impulsions transverses plus élevées [134].

### 2.7.2.2 Modèle du singulet de couleur

Le modèle du singulet de couleur (CSM pour "Color Singlet Model") permet une description plus rigoureuse de la formation des quarkonia [135]. Contrairement au modèle CEM, les nombres quantiques des quarks et la couleur des quarks sont pris en compte. De plus on suppose que le quark et l'antiquark sont au repos dans le référentiel du centre de masse du quarkonium. La production de paires de quarks s'appuie sur la QCD perturbative et les processus NLO. Les paires  $q\bar{q}$  sont produites dans un état octet de couleur et se neutralisent par l'émission de gluons pour former un état singulet de couleur et donc un quarkonium.

La probabilité que les quarks de la paire s'hadronisent est donnée par une fonction d'onde de Schrödinger qui fait intervenir des effets non perturbatifs. Les règles de sélection appliquées au spin  $S$  et au moment cinétique orbital  $L$  de la paire permettent de calculer la section efficace de production des quarkonia d'une même famille :

$$\sigma_{[n^{2S+1}L_J]} = \sum P_L \sigma_{q\bar{q}}[n^{2S+1}L_J] \quad (2.23)$$

où  $P_L$  est la probabilité qu'une paire  $q\bar{q}$  caractérisée par les nombres quantiques ( $L, S$ ) évolue en un quarkonium de nombre quantique  $n^{2S+1}L_J$  ( $J = L + S$  est le moment orbital total).  $P_L$  est soit calculée en QCD sur réseau, soit ajustée à l'aide des données expérimentales. Ce modèle décrit correctement les données de basse énergie mais sous-estime la production à haute énergie. En effet, les données de CDF montrent que ce modèle sous-estime la production du  $J/\Psi$  et du  $\Psi'$  [136]. Cette sous-évaluation de la production des quarkonia est en partie due à une hypothèse du modèle : le processus

de neutralisation de la couleur est supposé avoir lieu avant le processus d'hadronisation et donc sur des échelles de temps très courtes. Ainsi, Bodwin et al. [137] ont élaboré le modèle de l'octet de couleur en supposant que le processus de neutralisation de couleur pourrait intervenir pendant la phase d'hadronisation.

### 2.7.2.3 Modèle de l'octet de couleur

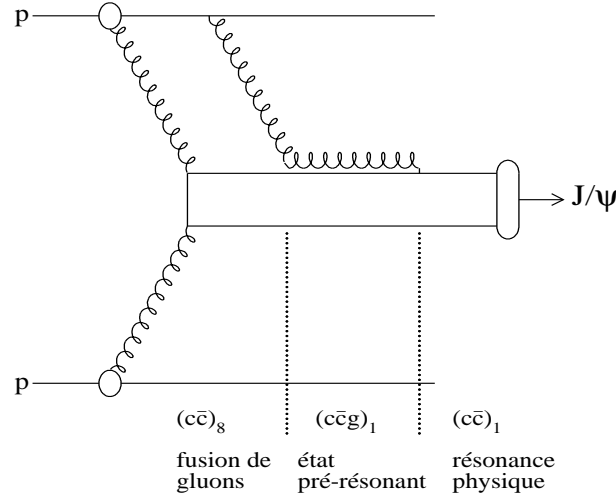


FIG. 2.32 – Mécanisme de production du  $J/\Psi$  dans le modèle de l'octet de couleur.

Le modèle de l'octet de couleur (COM pour "Color Octet Model") s'appuie sur la QCD non-relativiste et prend en compte la cinématique des quarks [137]. Le mécanisme de production d'un quarkonium est découpé en trois étapes illustrées sur la figure 2.32 :

- création d'une paire de quarks  $q\bar{q}$  issue de la fusion de deux gluons, dans un état d'octet de couleur noté  $|q\bar{q}(S, L, J)\rangle_8$  ;
- cet octet de couleur peut être combiné avec un ou plusieurs gluons du milieu environnant jusqu'à obtenir un état pré-résonant singulet de couleur  $|q\bar{q}(S, L, J)ggg\dots\rangle_1$  ;
- cet état pré-résonant évolue ensuite vers un état singulet de couleur  $|q\bar{q}(S, L, J)\rangle_1$  qui caractérise notre quarkonium.

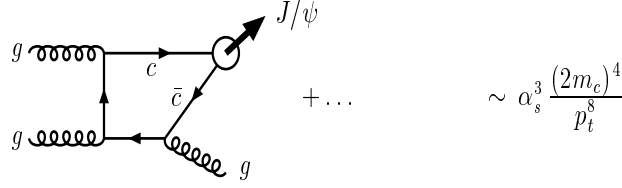
Dans ce modèle, la section efficace de production de la résonance de nombres quantiques  $n^{2S+1}L_J$  se factorise sous la forme :

$$\sigma(n^{2S+1}L_J) = \sum_n \mathcal{F}(\Lambda_{QCD}) \langle 0 | O_n^{n^{2S+1}L_J} | 0 \rangle. \quad (2.24)$$

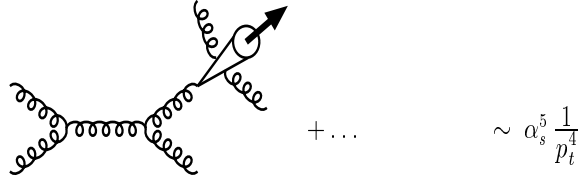
$\mathcal{F}(\Lambda_{QCD})$  contient l'ensemble des contributions à courte portée et donc calculable en QCD perturbative. La seconde partie correspond à un élément de matrice englobant l'ensemble des effets à longue portée, donc non perturbatifs. Ce modèle offre une meilleure prise en charge de la dépendance en impulsion transverse (cf. figure 2.33). Toutefois, le fait que dans ce modèle la paire  $q\bar{q}$  puisse être formée dans un état octet de couleur introduit plusieurs paramètres libres : les éléments de matrice  $\langle 0 | O_n^{n^{2S+1}L_J} | 0 \rangle$  de l'équation 2.24, dont la détermination le plus souvent empirique reste controversée.

La figure 2.34 compare les données expérimentales de CDF au modèle COM et CSM [138]. Le modèle COM semble reproduire avec succès les sections efficaces de production du  $J/\Psi$  en fonction de l'impulsion transverse et de l'énergie disponible dans

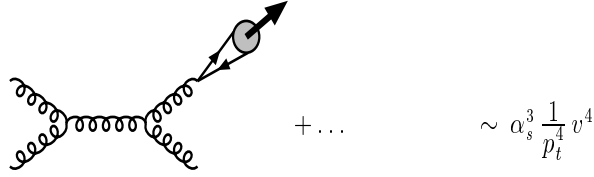
(a) leading-order colour-singlet:  $g + g \rightarrow c\bar{c}[^3S_1^{(1)}] + g$



(b) colour-singlet fragmentation:  $g + g \rightarrow [c\bar{c}[^3S_1^{(1)}] + gg] + g$



(c) colour-octet fragmentation:  $g + g \rightarrow c\bar{c}[^3S_1^{(8)}] + g$



(d) colour-octet  $t$ -channel gluon exchange:  $g + g \rightarrow c\bar{c}[^1S_0^{(8)}, ^3P_J^{(8)}] + g$

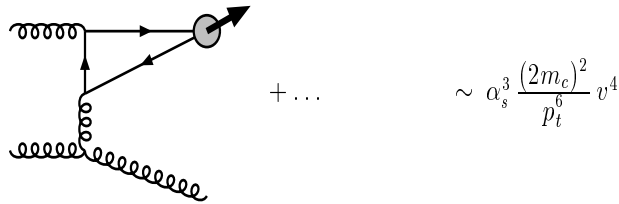


FIG. 2.33 – Dépendance en impulsion transverse  $p_T$  des différents diagrammes intervenant dans la production d'une résonance selon le modèle de l'octet de couleur COM [139].

le centre de masse. De plus ce modèle prend en compte la dépendance des différents processus en fonction de la fraction d'impulsion  $x$  des partons. En effet, à haute énergie des paires  $q\bar{q}$  sont produites avec des partons de  $x$  de plus en plus petits, la densité gluonique augmente et favorise ainsi les mécanismes de matérialisation de quarkonia. Cette prédiction semble être en accord avec les résultats expérimentaux présentés figure 2.34.

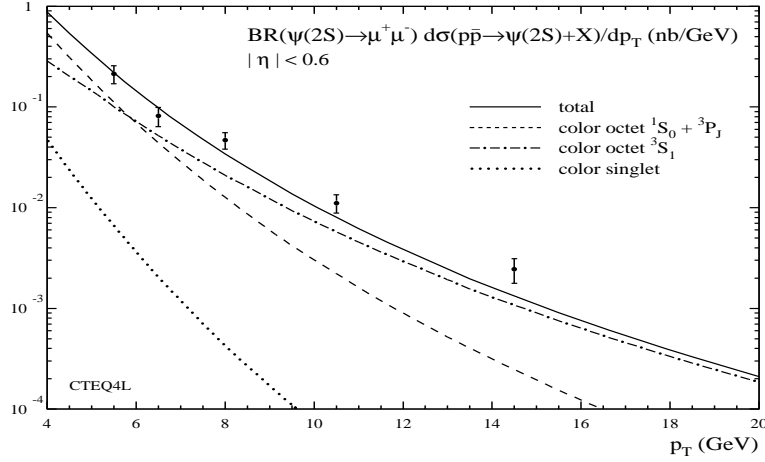


FIG. 2.34 – Comparaison des spectres en impulsion transverse du  $J/\Psi$  et du  $\Psi'$  mesurés au Tevatron par CDF avec les prédictions du COM et du CSM [138].

### 2.7.3 Étude de la production du $J/\Psi$ au SPS

La production de  $J/\Psi$  a été intensivement étudiée au SPS depuis 1986 avec des collisions :

- d'ions légers et lourds : expériences NA38, NA50 et NA60 ;
- p-p, p-d : expérience NA51 ;
- p-A : expériences NA38, NA50 et NA60.

Dans ces expériences, le  $J/\Psi$  est détecté via son canal de désintégration en dimuon. Le taux de production du  $J/\Psi$  est obtenu par l'analyse du spectre en masse invariante des dimuons dans la région des hautes masses :  $M_{\mu\mu} > 2.5 \text{ GeV}/c^2$ . L'étude de la production du  $J/\Psi$  peut-être réalisée en la comparant à celle d'un processus connu, le Drell-Yan. En effet, comme mentionné au paragraphe 1.4.5.1, ce processus insensible à l'interaction forte constitue une bonne référence pour l'étude de la suppression du  $J/\Psi$ . Cette manière de procéder a pour but de s'affranchir des erreurs systématiques telles que l'efficacité de détection de tous les détecteurs concernés, l'intensité des faisceaux pour calculer la luminosité.

#### 2.7.3.1 La suppression normale

Le plasma de quarks et de gluons ne peut pas se former lors des collisions p-A car la densité d'énergie atteinte lors de ces collisions est insuffisante. Cependant, comme le montre la figure 2.35, l'expérience NA38 a observé une suppression des taux de production du  $J/\Psi$  ( $B_{\mu\mu}\sigma^\Psi$ ) normalisés par le nombre total de collisions binaires ( $AB$ ) ayant lieu lors de collisions entre un noyau  $A$  et un noyau  $B$  [140]. Sur la figure 2.35 le taux de production du  $J/\Psi$  est représenté, à gauche, en fonction de  $AB$  et, à droite, en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée  $L$ . Une tendance linéaire se dégage clairement, permettant d'écrire :

$$\sigma_{AB} = \sigma_{pp} \times (AB)^\alpha. \quad (2.25)$$

Le paramètre  $\alpha$  ajusté vaut  $0.918 \pm 0.015$ . Ce comportement qui suggère que la suppression du  $J/\Psi$  observée en collisions noyau-noyau n'est qu'un prolongement de la suppression observée en collisions proton-proton est appelé suppression "normale".

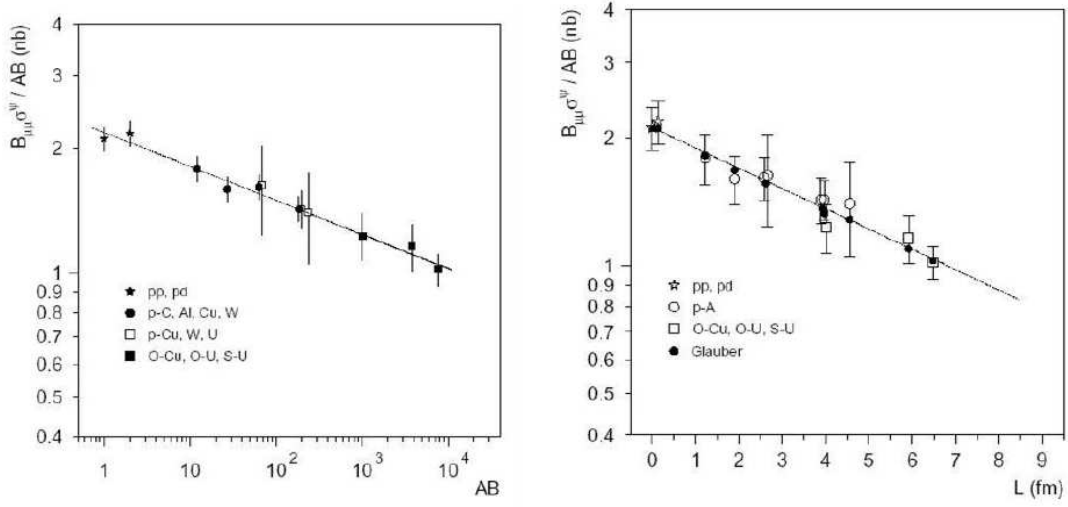


FIG. 2.35 – Suppression normale du  $J/\Psi$  observée par l'expérience NA38, à gauche intégrée en centralité et en fonction du produit des nombres atomiques des noyaux cibles et projectiles ( $AB$ ) et, à droite, en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée  $L$  (fm) [140].

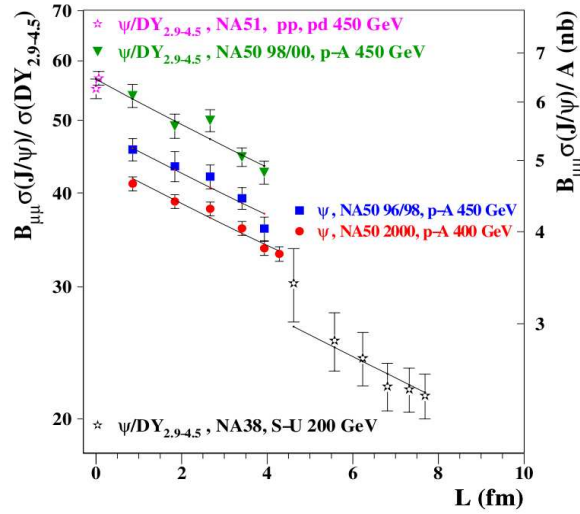


FIG. 2.36 – Taux de production du  $J/\Psi$  normalisé au Drell-Yan mesuré au SPS en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée  $L$  (fm) pour des collisions proton-noyau et noyau-noyau légers.

La probabilité qu'une paire  $c\bar{c}$ , formée en un point  $z_0^A$  du noyau cible et  $z_0^B$  du noyau projectile survive dans une collision A-B avec un paramètre d'impact  $b$ , est donnée par la relation [127] :

$$S_{J/\Psi}^{abs}(b, s) = \exp \left( -(A-1) \int_{z_0^A}^{\infty} dz \rho_A(s, z_A) \sigma_{abs}^{J/\psi} - (B-1) \int_{z_0^B}^{\infty} dz \rho_B(b-s, z_B) \sigma_{abs}^{J/\psi} \right)$$

où  $\rho_A(s, z_A)$  (respectivement  $\rho_B(b-s, z_B)$ ) représente la répartition des nucléons au sein du noyau A (respectivement noyau B) généralement paramétrée par une forme



de Woods-Saxon,  $s$  est une variable géométrique du noyau et  $\sigma_{abs}^{J/\psi}$  est la section efficace d'interaction de la paire  $c\bar{c}$  avec les nucléons. Le taux de production de  $J/\Psi$  est alors donné par :

$$I_{AB}(b)^{J/\Psi} \sim \int d^2s \sigma_{AB}(b)n(b,s)S_{J/\Psi}^{abs}(b,s) \quad (2.26)$$

où  $\sigma_{AB}(b)$  est la section efficace inélastique et  $n(b,s)$  le nombre de collisions binaires. Ainsi la section efficace de production du  $J/\Psi$  dans une collision noyau-noyau peut s'écrire en fonction de la longueur de matière nucléaire  $L$  parcourue par le  $J/\Psi$  :

$$\sigma_{AB}^{J/\psi} = AB\sigma_{pp}^{J/\psi} e^{-\rho_0\sigma_{abs}^{J/\psi}L} \quad (2.27)$$

où  $\rho_0 = 0.17$  nucléons/fm<sup>3</sup> est la densité de la matière nucléaire normale du noyau.  $L$  peut être calculée à l'aide du modèle de Glauber (cf. Annexe A). Le taux de production de  $J/\Psi$  normalisé au Drell-Yan, compte-tenu de l'équation 1.60, suit un comportement similaire :

$$B_{\mu\mu} \frac{\sigma_{AB}^{J/\Psi}}{\sigma_{AB}^{DY}} \propto e^{-\rho_0\sigma_{abs}^{J/\psi}L} \quad (2.28)$$

où  $B_{\mu\mu}$  est le rapport de branchement du  $J/\Psi$  en paire  $\mu^+\mu^-$  ( $\sim 6\%$ ). C'est effectivement ce qui est observé expérimentalement par la collaboration NA50 pour les collisions proton-noyau et noyau-noyau légers (cf. figure 2.36). Un ajustement des données à l'aide du modèle de Glauber permet d'extraire la section efficace d'absorption nucléaire du  $J/\Psi$  qui vaut [141] :

$$\sigma_{abs}^{J/\Psi} = 4.18 \pm 0.35 \text{ mb}. \quad (2.29)$$

L'absorption nucléaire normale dans les collisions proton-noyau peut être due à l'interaction de l'état pré-résonant  $|c\bar{c}g\rangle_1$  qui est faiblement lié avec son environnement avant la formation de  $J/\Psi$  (au bout de  $\sim 0.3$  fm), mais également aux collisions avec les noyaux de la cible lorsque la résonance est formée.

La même procédure effectuée avec le  $\Psi'$  conduit à :  $\sigma_{abs}^{\Psi'} = 7.9 \pm 0.6 \text{ mb}$  [142]. Le  $\Psi'$  est plus fortement absorbé que le  $J/\Psi$ .

### 2.7.3.2 La suppression anormale

La production du  $J/\Psi$  normalisée à celle du Drell-Yan a été mesurée par l'expérience NA50 en collision Pb-Pb à 158 GeV/c/nucléon et par l'expérience NA60 en collision In-In à 158 GeV/c/nucléon. Elles ont observé dans les collisions les plus centrales une suppression plus importante que celle prédite par l'absorption nucléaire normale et que l'on appelle suppression anormale.

La figure 2.37 donne les résultats obtenus par les expériences NA38, NA50 et NA60 sur les taux de production de  $J/\Psi$  normalisé au Drell-Yan en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée (à gauche) ainsi que sur les taux de productions de  $J/\Psi$  normalisé au taux de production attendus en fonction du nombre de nucléons participants (à droite) [143]. On constate que pour une longueur de matière nucléaire traversée  $L > 7$  fm, la production de  $J/\Psi$  en Pb-Pb et In-In s'écarte de celle prédite

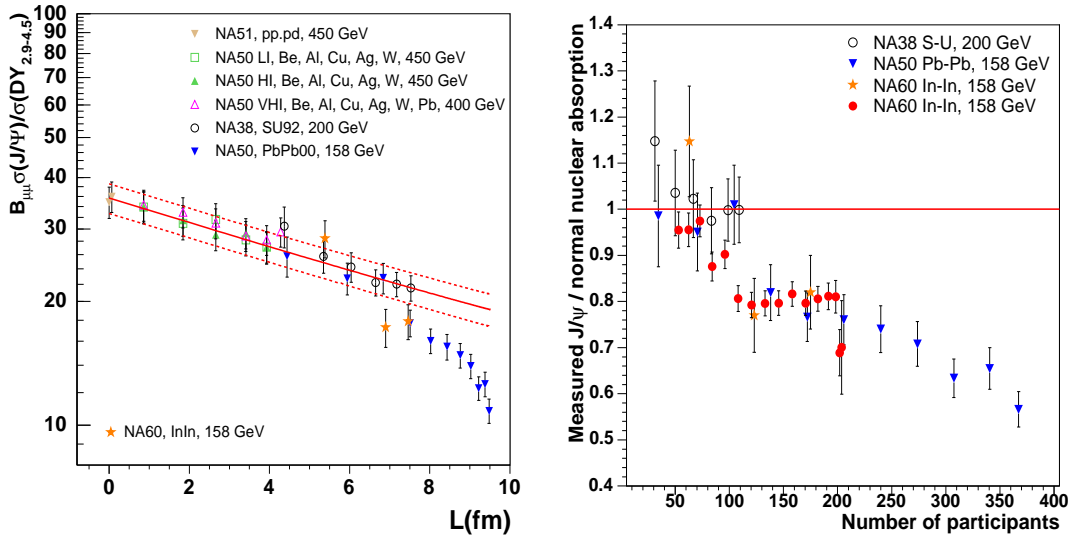


FIG. 2.37 – À gauche : taux de production du  $J/\Psi$  normalisé au Drell-Yan en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée  $L$  (fm) mesuré par les expériences NA38, NA50, NA51 et NA60. À droite : taux de production du  $J/\Psi$  mesuré et normalisé au taux de production attendu en fonction du nombre de nucléons participants mesurés par NA38, NA50 et NA60. Les taux de production attendus prennent en compte l'absorption nucléaire normale mesurée dans les collisions proton-noyau.

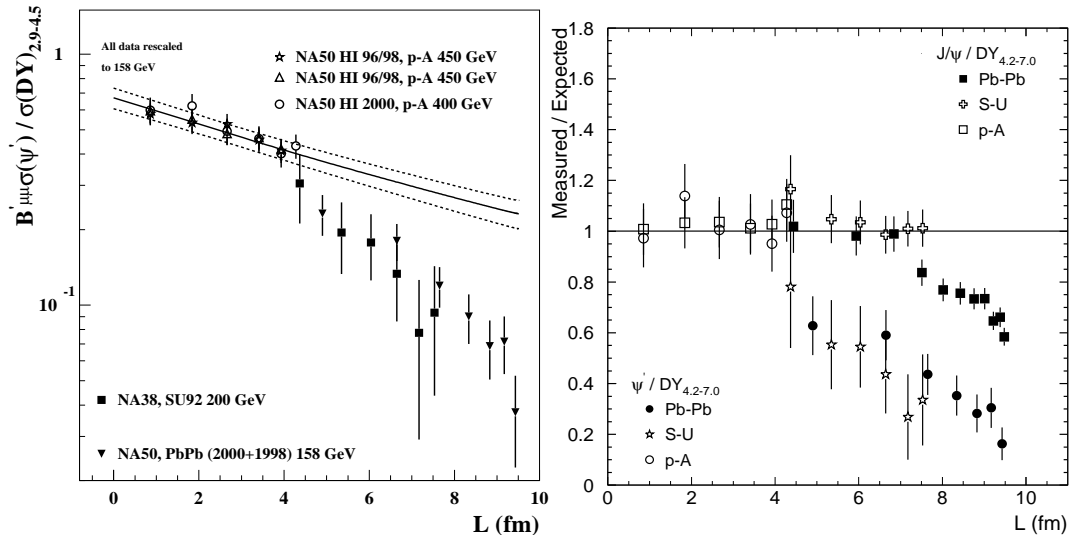


FIG. 2.38 – À gauche : rapport des sections efficaces du  $J/\Psi$  et du  $\Psi'$  sur le Drell-Yan normalisé par l'absorption nucléaire normale en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée  $L$  (fm) mesurée par l'expérience NA50 [144]. À droite : taux de production du  $\Psi'$  normalisé au Drell-Yan en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée  $L$  (fm) mesurée par NA50 [144].

par la courbe d'absorption nucléaire normale (droite en trait plein) obtenue par les expériences proton-noyau. On observe une suppression anormale du  $J/\Psi$  de l'ordre de 20% dans les collisions semi-centrales Pb-Pb lorsque  $N_{part} \sim 120$  qui s'accroît dans les collisions centrales. Dans les collisions In-In il apparaît une suppression anormale du  $J/\Psi$  à partir de  $N_{part} \sim 90$ .

La figure 2.38, à gauche, donne les résultats obtenus par l'expérience NA50 sur le taux de production du  $\Psi'$  normalisé à celui du Drell-Yan en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée. On constate que la suppression du  $\Psi'$  est plus importante pour des collisions Pb-Pb plus périphériques ( $L > 4$  fm) et qu'elle est en accord avec celle observée dans les collisions S-U. On l'observe très nettement sur la figure 2.38, à droite, qui représente le rapport des sections efficaces du  $J/\Psi$  et du  $\Psi'$  sur le Drell-Yan normalisé par l'absorption nucléaire normale en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée.

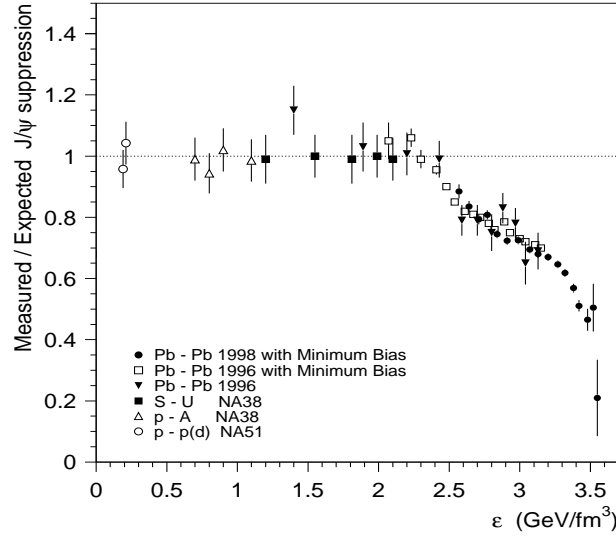


FIG. 2.39 – Taux de production du  $J/\Psi$  mesuré rapporté au taux de production attendu lorsque seule l'absorption normale est prise en compte en fonction de la densité d'énergie  $\epsilon$  ( $\text{GeV}/\text{fm}^3$ ) [145].

La figure 2.39 représente le taux de production de  $J/\Psi$  normalisé au taux de  $J/\Psi$  attendu en tenant compte de l'absorption nucléaire normale en fonction de la densité d'énergie [145]. On observe un décrochement pour une densité d'énergie d'environ  $\epsilon \sim 2.3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ . Il peut être dû à la disparition du  $\chi_c$  via sa désintégration radiative en  $J/\Psi$  d'une fraction d'environ 35% des  $J/\Psi$  observés [145].

#### 2.7.4 Étude de la production du $J/\Psi$ au RHIC

L'expérience PHENIX étudie la production de  $J/\Psi$  en collisions Au-Au et Cu-Cu. À l'énergie du RHIC la production de Drell-Yan est difficilement mesurable. La production de  $J/\Psi$  en collision noyau-noyau est comparée à la production de  $J/\Psi$  en collision proton-proton ramenée au nombre moyen de collision  $\langle N_{coll} \rangle$  correspondant aux centralités considérées. On définit alors le facteur de modification nucléaire :

$$R_{AB} = \frac{1}{\langle N_{coll} \rangle} \frac{dN^{AB}/dy}{dN^{pp}/dy}. \quad (2.30)$$

PHENIX a mesuré la production de  $J/\Psi$  lors de collisions noyau-deuton et rapporte une section efficace d'absorption nucléaire plus faible qu'au SPS de l'ordre de 1-3 mb [146]. Cependant, à l'énergie du RHIC, l'absorption nucléaire n'est pas le seul effet à prendre en compte. En effet, l'écrantage nucléaire ("shadowing") devrait jouer

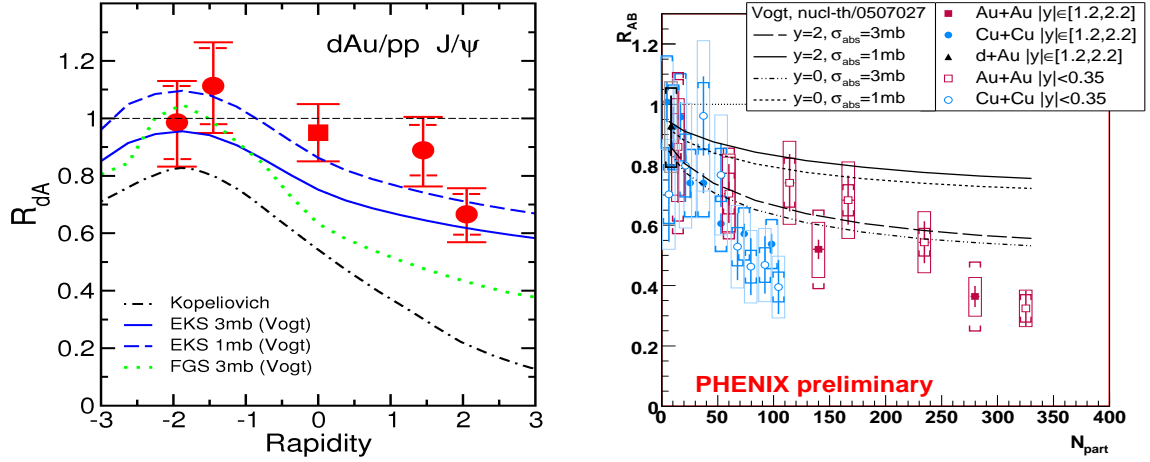


FIG. 2.40 – À gauche : rapport de modification nucléaire  $R_{dA}$  du  $J/\Psi$  mesuré au RHIC en fonction de la rapidité pour les collisions d-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [148]. À droite : rapport de modification nucléaire  $R_{AB}$  pour le  $J/\Psi$  mesuré à RHIC en fonction du nombre de nucléons participants ( $N_{part}$ ) dans les collisions p-p, d-Au, Cu-Cu et Au-Au à  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [148].

un rôle important au RHIC et encore plus au LHC (cf. § 1.4.6.1). En fait, les deux effets sont inverses, à mesure que l'énergie des faisceaux augmente, l'absorption nucléaire diminue pour devenir nulle au LHC [147], alors que l'écrantage nucléaire augmente.

La figure 2.40, à gauche, représente le facteur de modification nucléaire  $R_{dA}$  du  $J/\Psi$  en fonction de la rapidité  $y$ . En l'absence d'effets nucléaires froids ce rapport devrait être égal à 1. Ce rapport semble être égal à 1 pour les points de rapidité négative et pour le point de rapidité nulle. Ce rapport semble être inférieur à 1 pour  $y = 2$ , ce qui est attendu dans le cas de la présence d'écrantage nucléaire. En effet, à rapidité positive les partons des noyaux d'or qui ont participé à la production du  $J/\Psi$  portent une faible valeur de  $x \sim 10^{-3}$  ce qui correspond à la région d'écrantage nucléaire (cf. figure 1.21). Les résultats présentés figure 2.40 (à gauche) sont également comparés aux prédictions du modèle d'effets nucléaires froids EKS [149] pour deux valeurs de la section efficace d'absorption :  $\sigma_{abs} = 1$  mb (courbe en pointillée) et  $\sigma_{abs} = 3$  mb (courbe en trait plein). Les prédictions du modèle sont en meilleur accord avec les données d-Au pour la première valeur de  $\sigma_{abs}$ .

Sur la figure 2.40, à droite, est représenté le rapport de modification nucléaire  $R_{AB}$  pour le  $J/\Psi$  mesuré à RHIC en fonction du nombre de nucléons participants pour les collisions d-Au, Cu-Cu et Au-Au. La production de  $J/\Psi$  est mesurée dans les deux canaux de désintégrations :  $J/\Psi \rightarrow e^+e^-$  à mi-rapacité ( $|y| < 0.35$ ) et  $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$  à rapidité avant ( $1.2 < |y| < 2.2$ ). La suppression du  $J/\Psi$  dans les collisions Cu-Cu et Au-Au est comparée aux prédictions du modèle d'effet nucléaire froid EKS pour deux valeurs de la section efficace d'absorption :  $\sigma_{abs} = 1$  mb et  $\sigma_{abs} = 3$  mb. On observe que la suppression du  $J/\Psi$ , de plus en plus importante avec le nombre de participants ( $N_{part}$ ), va au-delà des effets nucléaires froids dans les collisions Cu-Cu et Au-Au et ce pour  $N_{part} > 50$ . L'amplitude de la différence entre la suppression observée et celle attendue augmente avec  $N_{part}$  jusqu'à atteindre un facteur  $\sim 5$  dans les collisions Au-Au les plus centrales.

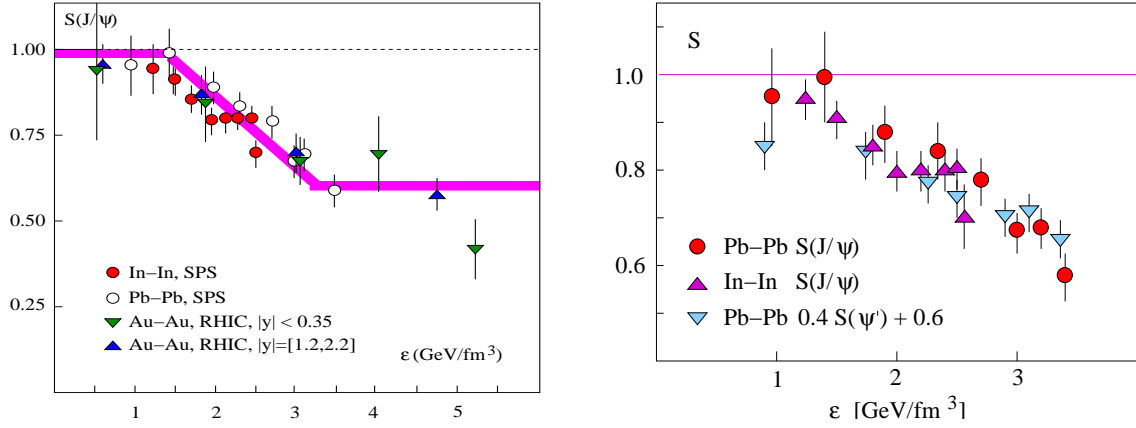


FIG. 2.41 – À gauche : probabilité de survie du  $J/\Psi$  mesurée au SPS et au RHIC en fonction de la densité d'énergie  $\epsilon$  ( $\text{GeV/fm}^3$ ) [150]. À droite : probabilité de survie du  $J/\Psi$  obtenue à partir des mesures du  $\Psi'$  et du  $J/\Psi$  au SPS, en fonction de la densité d'énergie  $\epsilon$  ( $\text{GeV/fm}^3$ ) [150].

H. Satz [150] a regroupé les mesures des taux de productions du  $J/\Psi$  obtenues au SPS et au RHIC. Ceci est résumé sur la figure 2.41 (à gauche) qui représente la probabilité de survie du  $J/\Psi$  en fonction de la densité d'énergie  $\epsilon$ . La probabilité de survie est le rapport du taux de production du  $J/\Psi$  mesuré sur le taux de production attendu en prenant en compte l'absorption nucléaire normale mesuré au SPS et au RHIC. On observe une suppression du  $J/\Psi$  pour une densité d'énergie  $\epsilon > 1.5 \text{ GeV/fm}^3$  et un palier à 40% pour une densité d'énergie  $\epsilon > 3 \text{ GeV/fm}^3$ . Sachant que 40% des  $J/\Psi$  provient de la désintégration du  $\Psi'$  et du  $\chi_c$ , H. Satz interprète cette suppression partielle du  $J/\Psi$  comme une suppression totale du  $\Psi'$  et du  $\chi_c$ . Ceci semble être en accord avec les prédictions théoriques qui situent la dissociation du  $\Psi'$  et du  $\chi_c$  à une température proche de la température critique  $T_c$  et pour une densité d'énergie de  $2 \text{ GeV/fm}^3$ . Les derniers calculs de QCD sur réseau estiment la température de dissociation du  $J/\Psi$  à  $2T_c$ , correspondant à une densité d'énergie de  $25 \text{ GeV/fm}^3$  ce qui est nettement supérieur à celle mesurée au SPS et au RHIC. On peut supposer que la probabilité de survie du  $J/\Psi$  dans le milieu soit donnée par la formule :

$$S(J/\Psi) = 0.6S_\Psi + 0.4S_{\Psi',\chi_c} \quad (2.31)$$

où  $S_\Psi$  est la probabilité de survie pour le  $J/\Psi$  et  $S_{\Psi',\chi_c}$  est la probabilité de survie pour le  $\Psi'$  et le  $\chi_c$ . Si on suppose cette loi valide, on devrait pouvoir estimer la probabilité de survie du  $J/\Psi$  à partir de la probabilité de survie mesurée pour le  $\Psi'$  au SPS en supposant que le  $J/\Psi$  n'est pas supprimé au SPS ( $S_\Psi \sim 1$ ). Ainsi la probabilité de survie du  $J/\Psi$  estimée à partir de celle du  $\Psi'$ , à savoir  $0.4S_{\Psi'} + 0.6$ , devrait se superposer avec celle mesurée directement à partir du  $J/\Psi$ ,  $S(J/\Psi)$ . C'est effectivement ce que l'on observe sur la figure 2.41 (à droite) qui représente la probabilité de survie du  $J/\Psi$  mesurée à partir des mesures du  $\Psi'$  et du  $J/\Psi$  au SPS en fonction de la densité d'énergie. La loi donnée par l'équation 2.31 semble être vérifiée à la fois pour le  $J/\Psi$  et le  $\Psi'$  aux énergies du SPS et du RHIC. Si les données du RHIC confirment le palier de suppression observée pour le  $J/\Psi$ , ceci pourrait être un indice fort en faveur de la suppression du  $J/\Psi$  par écrantage de couleur et donc une signature de la formation d'un plasma de quarks et de gluons au SPS et au RHIC.

### 2.7.5 Étude de la production des quarkonia au LHC

Le LHC ("Large Hadron Collider") fournira en collisions d'ions lourds une énergie dans le centre de masse 30 fois supérieure à celle du SPS, c'est-à-dire  $\sqrt{s} = 5.5$  TeV. Parmi les quatre expériences du LHC, trois prendront des données en collisions d'ions lourds :

- CMS ("Compact Muon Solenoid") conçu pour la physique à grand  $p_T$  en collision p-p possède un important programme d'ions lourds [151]. Ce programme comporte la reconstruction des jets, les mesures des quarkonia dans le canal dimuon et les mesures des dimuons de grande masse. L'acceptance des quarkonia est de  $|\eta| < 2.5$  avec un seuil en  $p_T$  de 3 GeV/c pour les muons. Une telle coupure permet la reconstruction des états  $\Upsilon$  jusqu'à  $p_T = 0$  mais impose des mesures de  $J/\Psi$  à grand  $p_T$ .
- ATLAS ("A Toroidal LHC ApparatuS"), comme CMS, est adapté à la physique en collisions p-p. Toutefois la faisabilité d'un programme d'ions lourds concernant l'étude des saveurs lourdes basée sur l' $\Upsilon$  et les jets a été étudiée [152]. L'acceptance des muons, limitée à haut  $p_T$ , est de  $|\eta| < 2.4$ .
- ALICE ("A Large Ion Collider Experiment") [153] est la seule expérience entièrement dédiée aux collisions d'ions lourds. Elle est constituée d'un détecteur couvrant une région centrale de pseudo-rapacité  $|\eta| < 0.9$  permettant de mesurer la production des hadrons, électrons et photons et d'un spectromètre à muons à l'avant ( $2.5 < \eta < 4$ ). De nombreuses signatures propres au plasma de quarks et de gluons seront étudiées.

Aux énergies du LHC, il y aura un très grand nombre de particules produites. L'impulsion transverse maximale des particules sera d'un ordre de grandeur supérieur à celle obtenue au SPS. Ces conditions imposent de fortes contraintes sur les détecteurs chargés d'identifier et de séparer toutes les particules.

Les quarks lourds ( $c$  et  $b$ ), en raison de leur grande masse, ne peuvent être créés dans les collisions dures que dans les premiers instants de la collision où la température du milieu est plus élevée. Ils permettent donc de sonder le système dense et chaud formé au tout début de la collision. Le nombre de paires  $c\bar{c}$  et  $b\bar{b}$  produites en collision d'ions lourds centrales au SPS, au RHIC et au LHC est donné dans le tableau 2.5.

Machine	SPS	RHIC	LHC
Nombre de paires $c\bar{c}$	0.2	10	130
Nombre de paires $b\bar{b}$	-	0.05	5

TAB. 2.5 – Nombre de paires  $c\bar{c}$  et  $b\bar{b}$  produites par collisions d'ions lourds centrales aux énergies du SPS (Pb-Pb), du RHIC (Au-Au) et du LHC (Pb-Pb) [154].

Les paires  $c\bar{c}$  et  $b\bar{b}$  produites pourront former des états liés  $J/\Psi$  et  $\Upsilon$ . Ces états peuvent ensuite être dissociés si l'énergie du plasma est de l'ordre de l'énergie de liaison des états. La température qui sera atteinte au LHC ( $3-4.2 T_c$ ) sera suffisante pour briser les états les plus liés. Ainsi, on pourra étudier la suppression des états charmonia ( $J/\Psi$ ,  $\Psi'$ ) mais également celle des états bottomnia ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$  et  $\Upsilon''$ ). Ces états seront dissociés à des températures différentes au-delà de la température critique.

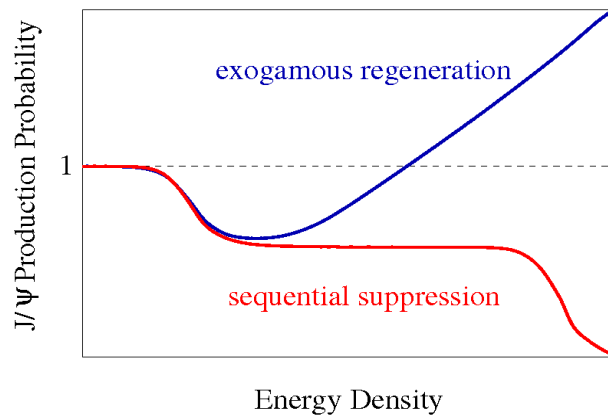


FIG. 2.42 – Probabilité de survie du  $J/\Psi$  extrapolée au LHC pour deux scénarii : augmentation par hadronisation statistique (courbe en bleue) et suppression séquentielle (courbe en rouge) [155].

Les modèles statistiques (cf. paragraphe 2.1.3) prévoient une augmentation des taux de production du  $J/\Psi$  au LHC. En effet, avec 130 paires  $c\bar{c}$  attendues en moyenne dans les collisions Pb-Pb, des  $J/\Psi$  pourraient alors se former par recombinaison d'un quark  $c$  et d'un antiquark  $\bar{c}$ . La figure 2.42 montre la probabilité de survie du  $J/\Psi$  attendue au LHC en considérant soit un scénario de suppression séquentielle, soit un scénario d'augmentation par hadronisation statistique. Les modèles d'hadronisation statistique prédisent également que la formation des états bottomonia ( $\Upsilon$ ,  $\Upsilon'$  et  $\Upsilon''$ ) par recombinaison statistique est faible au LHC (cf. tableau 2.5). Actuellement, les prédictions théoriques du modèle d'écrantage de couleur indiquent que le  $\Upsilon''$ , le  $\Psi'$  et le  $\chi_c$  se dissocient à la même température dans le plasma de quarks et de gluons. La comparaison des taux de production du  $\Upsilon''$ , du  $\Psi'$  et du  $\chi_c$  pourra permettre d'étudier la recombinaison des états liés du charme dans le milieu. Une observation d'une éventuelle augmentation de la production du  $J/\Psi$  au LHC en fonction de la centralité serait une signature forte de la formation d'un plasma de quarks et de gluons.

## 2.7.6 Comparaison des résultats de production de $J/\Psi$ avec différents modèles

La suppression anormale peut-être reproduite par de nombreux modèles théoriques. Dans la suite seront décrits des modèles de type plasma, le modèle des "comovers", un modèle de percolation partonique et des modèles de dissociation et régénération.

### 2.7.6.1 Modèles de type plasma

Blaizot et Ollitrault [156] ont développé un modèle qui relie la suppression anormale du  $J/\Psi$  à la densité d'énergie locale. Dans ce modèle, si la densité d'énergie, là où le  $J/\Psi$  est produit, est supérieure à une valeur critique  $\epsilon_c$ , alors le  $J/\Psi$  disparaît. Ce modèle s'appuie sur l'observation que la densité d'énergie locale est plus grande dans les collisions Pb-Pb que dans d'autres systèmes étudiés plus petits, comme S-U par exemple, même si la densité moyenne dans les collisions Pb-Pb n'excède pas celle

d'autres systèmes. Il permet d'expliquer les caractéristiques principales des données avec le seul paramètre  $\epsilon_c$  [156]. Ce modèle reproduit bien le premier décrochage à basse énergie transverse  $E_T$  des données NA50. Cependant, il est purement géométrique et à

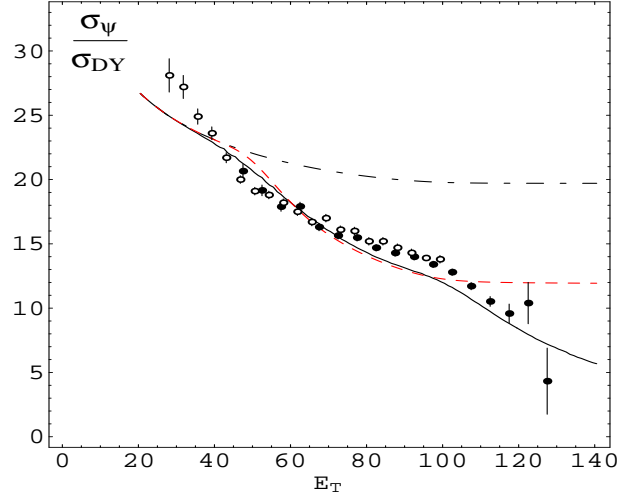


FIG. 2.43 – Probabilité de survie du  $J/\Psi$  dans les collisions Pb-Pb en fonction de l'énergie transverse  $E_T$  en GeV, mesurée par l'expérience NA50 en 1996 (cercles vides) et en 1998 (cercles pleins). Les différentes courbes représentent l'absorption dans la matière nucléaire (tirets pointillés) et la suppression anormale (trait plein) du  $J/\Psi$  [157].

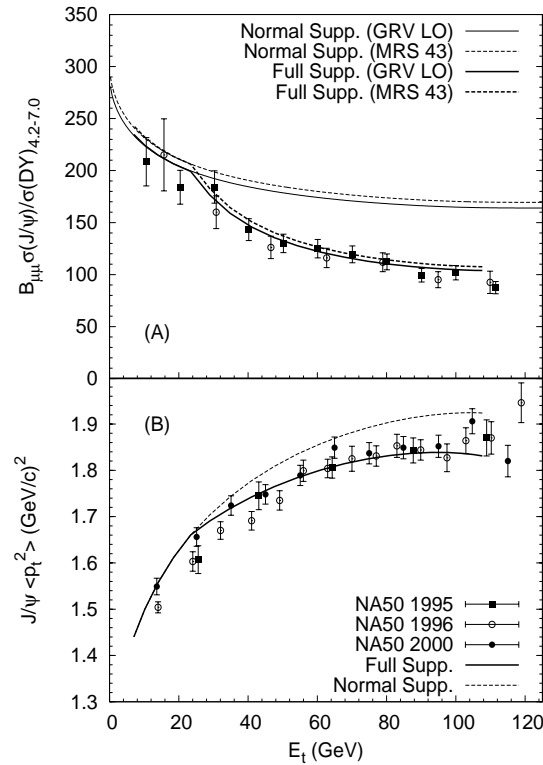


FIG. 2.44 – Comparaison des données de NA50 avec les prédictions du modèle de type plasma de X. Zhu, P. Zhuang et N. Xu [158]. En haut, le taux de production du  $J/\Psi$  normalisé au Drell-Yan et en bas l'impulsion transverse moyenne  $\langle p_t^2 \rangle$  ( $(\text{GeV}/c)^2$ ) du  $J/\Psi$  en fonction de l'énergie transverse  $E_T$  (GeV).



partir du moment où la collision est centrale, la probabilité de survie du  $J/\Psi$  est fixée et elle sature naturellement à grand  $E_T$ . Ce modèle seul ne permet donc pas d'expliquer le deuxième décrochage de la suppression du  $J/\Psi$  à haut  $E_T$ . Le modèle a alors été étendu en prenant en compte les fluctuations de l'énergie transverse  $E_T$ , estimateur de la centralité [157]. Le meilleur ajustement des données par ce modèle a été obtenu en supposant que la suppression augmente graduellement avec la densité d'énergie. La figure 2.43 montre que ce modèle reproduit bien les données dans le domaine en  $E_T$  entre 40 et 120 GeV.

X. Zhu, P. Zhuang et N. Xu [158] ont proposé un autre modèle de suppression du  $J/\Psi$  qui combine les équations d'évolution hydrodynamique d'un plasma de quarks et de gluons avec une équation de transport des  $J/\Psi$ . Dans le plasma de quarks et de gluons, les gluons peuvent briser le  $J/\Psi$  par collisions inélastiques. Dans ce modèle on considère une transition de phase du premier ordre entre un gaz idéal de partons ( $u$ ,  $d$  et  $s$ ) et un gaz idéal de hadrons incluant tous les hadrons et leurs résonances jusqu'à 2 GeV. Ce modèle considère que 60% des  $J/\Psi$  sont produits directement et que 40% proviennent de la désintégration du  $\chi_c$ . La figure 2.44 représente, en haut, le taux de production du  $J/\Psi$  normalisé au Drell-Yan et, en bas, l'impulsion transverse au carré moyenne du  $J/\Psi$  en fonction de l'énergie transverse  $E_T$ . On observe que les résultats du modèle reproduisent bien les données de NA50, autant du point de vue de la suppression que de l'impulsion transverse moyenne  $\langle p_t^2 \rangle$ .

### 2.7.6.2 Modèle des "comovers"

A. Capella et al. [159, 160] ont proposé un modèle connu sous le nom de co-voyageurs ou "comovers" permettant de décrire l'absorption du  $J/\Psi$  dans les collisions d'ions lourds sans avoir recours à un plasma de quarks et de gluons. Les co-voyageurs sont les hadrons  $h$  formés après un temps supérieur au temps typique de formation du  $J/\Psi$  (de l'ordre de 3 fm/c) et ayant une vitesse voisine de celle du  $J/\Psi$ . Ils peuvent interagir de façon inélastique avec le  $J/\Psi$  et le détruire :

$$J/\Psi + h \rightarrow D + \bar{D} + X. \quad (2.32)$$

L'absorption par les hadrons co-voyageurs se traduit par l'apparition d'un facteur supplémentaire  $S^{co}$  dans la relation 2.26 donnant le taux de production du  $J/\Psi$  :

$$I_{AB}^{J/\Psi}(b) \sim \int d^2s \sigma_{AB}(b) n(b, s) S_{J/\Psi}^{abs}(b, s) S^{co}(b, s) \quad (2.33)$$

où  $S_{J/\Psi}^{abs}(b, s)$  est la probabilité de survie du  $J/\Psi$  dans la matière nucléaire définie par l'équation 2.26. Par analogie,  $S^{co}(b, s)$  est la probabilité de survie du  $J/\Psi$  aux interactions avec les hadrons co-voyageurs, qui s'écrit [160] :

$$S^{co}(b, s) = \exp \left[ -\sigma^{co} \frac{3}{2} N_{yDT}^{co}(b, s) \ln \left( \frac{\frac{3}{2} N_{yDT}^{co}(b, s)}{N_f} \right) \right]. \quad (2.34)$$

Dans cette relation 2.34,  $N_{yDT}^{co}$  représente la densité de hadrons co-voyageurs chargés dans la région de rapidité des dimuons et  $N_f \sim 1.15 \text{ fm}^{-2}$  représente la densité des hadrons dans les collisions proton-proton ( $N_f$  est la densité à laquelle le milieu cesse

d'interagir avec le  $J/\Psi$ ). La densité des hadrons co-voyageurs a été calculée en utilisant le formalisme DPM ("Dual Parton Model") [74, 161]. Le facteur  $3/2$  présent dans la relation 2.34 permet de prendre en compte les hadrons co-voyageurs neutres. La section efficace d'absorption nucléaire  $\sigma_{abs}^{J/\Psi}$  est celle obtenue à partir des résultats de NA50 en collisions p-A. La section efficace d'absorption des hadrons co-voyageurs  $\sigma^{co}$  et la normalisation absolue sont déterminées par l'ajustement des données expérimentales. Les résultats de cette analyse sur la production du  $J/\Psi$  dans les collisions Pb-Pb mesurée par la collaboration NA50 en fonction de l'énergie transverse  $E_T$  sont montrés sur la figure 2.45.

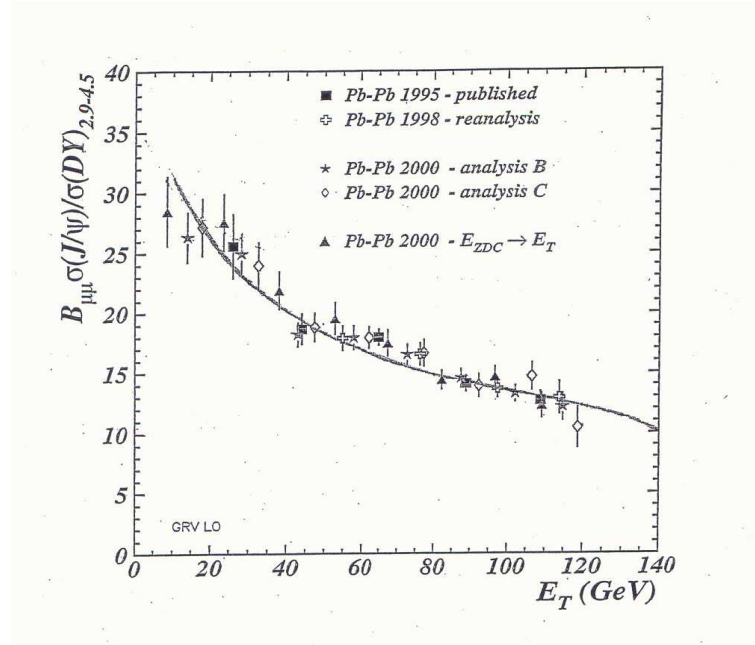


FIG. 2.45 – Comparaison du rapport de taux de production du  $J/\Psi$  et celui du Drell-Yan en fonction de l'énergie transverse  $E_T$  (GeV), mesuré par la collaboration NA50 en collisions Pb-Pb, et les prédictions du modèle des hadrons co-voyageurs [159, 160].

On observe que les données sont bien reproduites en utilisant une section efficace d'absorption des hadrons co-voyageurs  $\sigma^{co} = 0.65$  mb. L'augmentation de l'absorption du  $J/\Psi$  avec la centralité est principalement due à l'augmentation de la densité des co-voyageurs  $N_{yDT}^{co}$ . Les interactions avec les co-voyageurs deviennent négligeables dans les collisions périphériques et les collisions p-A, pour lesquelles la production de particules secondaires est faible.

Le modèle d'interaction par les hadrons co-voyageurs est basé sur des hypothèses différentes de celles requises par la théorie sur le plasma de quarks et de gluons. Ainsi il serait possible de les distinguer car ils montrent des comportements complètement différents en ce qui concerne l'allure de la suppression des états liés du charme en fonction de la centralité [127]. En effet, le scénario du plasma de quarks et de gluons indique une chute brutale suivie de plusieurs paliers correspondant à la suppression des différentes résonances alors que le modèle d'absorption par des hadrons co-voyageurs montre une diminution douce et monotone. La figure 2.46 illustre schématiquement le comportement de la suppression du  $J/\Psi$  en fonction de la centralité, représentée ici par la densité d'énergie, dans le cas du modèle d'absorption par des co-voyageurs (à

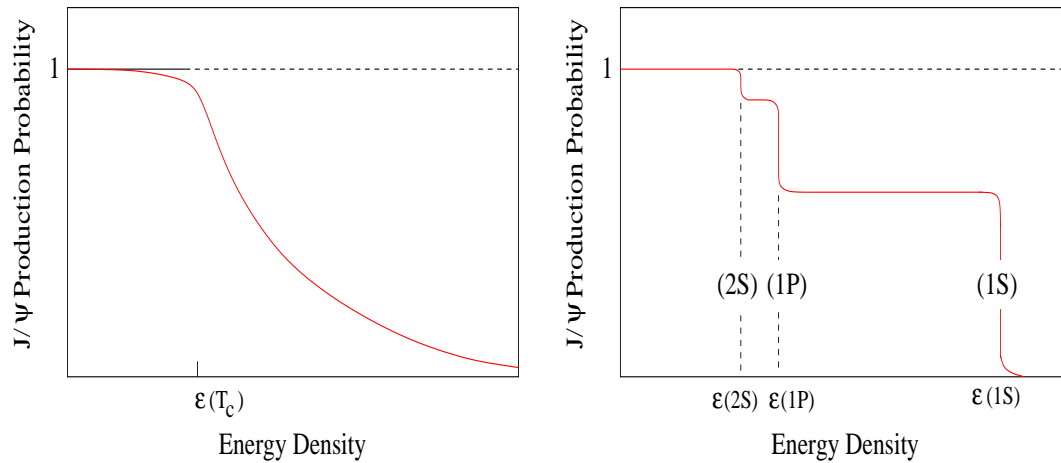


FIG. 2.46 – À gauche : suppression du  $J/\Psi$  par collisions avec des hadrons co-voyageurs en fonction de la densité d'énergie. À droite : suppression séquentielle du  $J/\Psi$  par effet d'écrantage de couleur en fonction de la densité d'énergie [127].

gauche) et dans le cas du plasma de quarks et de gluons (à droite).

### 2.7.6.3 Percolation partonique

Le modèle de percolation des partons décrit la suppression anormale du  $J/\Psi$  sans faire appel à un plasma de quarks et de gluons thermalisé [130, 162, 163]. Si la densité de partons dans l'état initial de la collision est suffisante, des condensats de partons déconfinés peuvent se former : c'est le mécanisme de percolation. Ces condensats sont les prémices de la formation d'un plasma de quarks et de gluons en équilibre thermique. Le modèle de percolation partonique est un modèle géométrique où la probabilité de percolation locale dépend de la densité locale de partons au moment de la collision. La densité locale de partons est calculée à partir d'une paramétrisation de Woods-Saxon des nucléons dans les noyaux, et des fonctions de distribution des partons mesurées dans les collisions profondément inélastiques. Une des caractéristiques fondamentales de ce modèle est l'existence d'une densité critique pour laquelle la probabilité de former des condensats de partons déconfinés augmente brutalement. Dans le cas de collisions A-A centrales cette densité critique est obtenue de la manière suivante :

$$m_c(A, Q_c, \sqrt{s}) = \frac{\eta_c}{\pi/Q_c^2} \quad (2.35)$$

où  $A$  est le nombre de masse des noyaux entrant en collisions,  $\sqrt{s}$  est l'énergie disponible dans le centre de masse par collision nucléon-nucléon,  $Q_c$  est l'échelle de résolution des condensats obtenus à partir des fonctions de distributions de partons, et  $\eta_c$  est le facteur de remplissage critique des amas de partons à partir duquel la percolation a lieu. Ce facteur de remplissage varie en fonction de l'énergie et de la centralité de la collision.

La densité critique est atteinte, en collisions Pb-Pb à  $\sqrt{s} = 17.4$  GeV, pour un nombre de nucléons participants  $N_{part} \simeq 125$  correspondant à une échelle de résolution des condensats formés  $Q_c \simeq 0.7$  GeV. L'échelle typique du  $\chi_c$ , proportionnelle à l'inverse de sa taille, est de l'ordre de 0.6 GeV. Celui-ci pourra être supprimé par les condensats de partons dès que la densité critique est atteinte. Par contre, la taille du  $J/\Psi$  étant plus petite, de l'ordre de 0.9-1.0 GeV, il ne pourra pas être supprimé

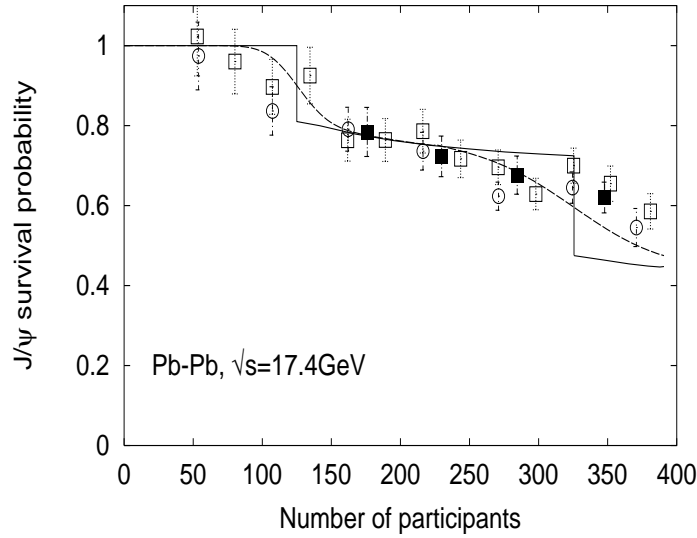


FIG. 2.47 – Rapport des sections efficaces de production du  $J/\Psi$  et du Drell-Yan en fonction du nombre de nucléons participants. Les courbes représentent les prédictions d'un modèle de percolation [162].

dans les condensats produits au seuil de percolation. Il pourra être supprimé dans les collisions plus centrales, lorsque la densité de partons sera suffisante pour que l'échelle de résolution des condensats atteigne la valeur requise.

Ce modèle prévoit donc une suppression anormale du  $J/\Psi$  en deux étapes successives dans les collisions Pb-Pb comme on peut le constater sur la figure 2.47, où ce modèle est comparé aux données obtenues par la collaboration NA50. Les différences entre ce modèle et un modèle de plasma sont essentiellement au niveau des seuils de suppression prédits. Le seuil de dissociation du  $\chi_c$  serait plus bas en cas de formation d'un plasma mais plus haut pour le  $J/\Psi$ .

#### 2.7.6.4 Suppression et recombinaison

Jusqu'à présent, les modèles de suppression du  $J/\Psi$  présentés concernaient les paires  $c\bar{c}$  produites directement dans les premiers instants de la collision. Des modèles récents ont considéré la possibilité d'avoir des paires  $c\bar{c}$  non corrélées pouvant se lier ensemble (recombinaison) durant toute la durée de l'évolution du système. La probabilité qu'un quark  $c$  rencontre par hasard un quark  $\bar{c}$  est essentiellement proportionnelle au carré du nombre de paires  $c\bar{c}$  ( $N_{c\bar{c}}^2$ ). Or, le nombre de paires  $c\bar{c}$  produites augmente avec l'énergie. Ainsi, ce mécanisme doit jouer un rôle important aux énergies du RHIC ( $\sqrt{s} = 200$  GeV) où le nombre de paires  $c\bar{c}$  créées dans les collisions Au-Au est estimé à 10 (cf. tableau 2.5). Néanmoins, aux énergies du SPS ( $\sqrt{s} = 17.2$  GeV) la production statistique de charmonium par coalescence des quarks  $c$  et  $\bar{c}$  à l'hadronisation, bien que faible, peut avoir une influence sur la forme de la suppression du  $J/\Psi$ . Le modèle de Grandchamp et Rapp [164] prend en compte les deux composantes de production directe et statistique du charmonium :

- les  $J/\Psi$  directs, produits par les collisions nucléon-nucléon primordiales, peuvent être dissociés, d'abord dans le plasma de quarks et de gluons, puis dans la phase hadronique.
- la recombinaison statistique au moment de l'hadronisation du milieu de quarks

$c$  et d'antiquarks  $\bar{c}$  produits indépendamment peut former des  $J/\Psi$ . Ces  $J/\Psi$  peuvent alors à leur tour être dissociés dans la phase hadronique.

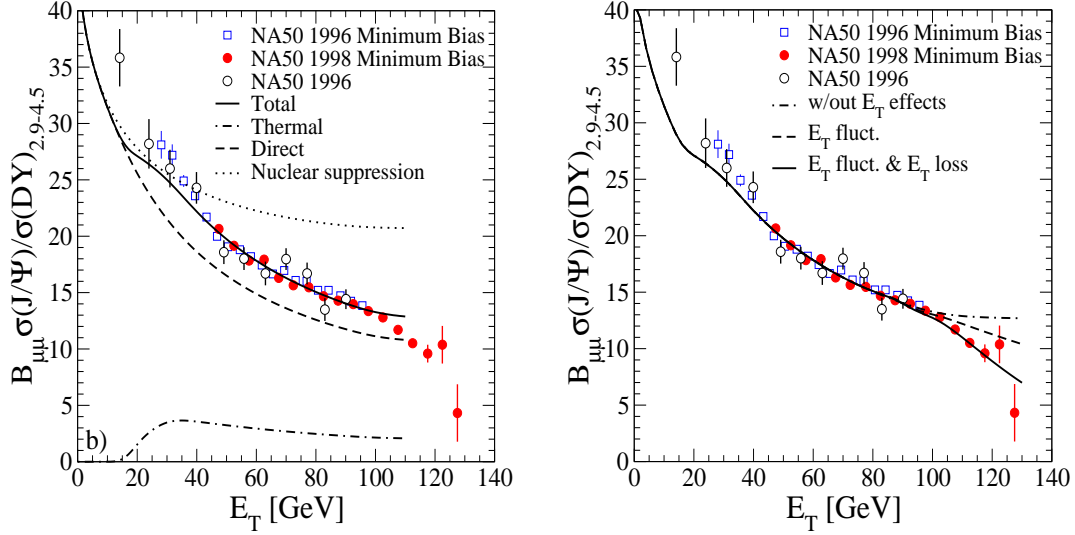


FIG. 2.48 – Comparaison entre les données en collisions Pb-Pb mesurées par NA50 et le modèle à deux composantes de Grandchamp et Rapp sans (à gauche) avec (à droite) une prise en compte des fluctuations de l'énergie transverse et de la perte d'énergie associée au déclenchement dimuons pour les événements les plus centraux [164].

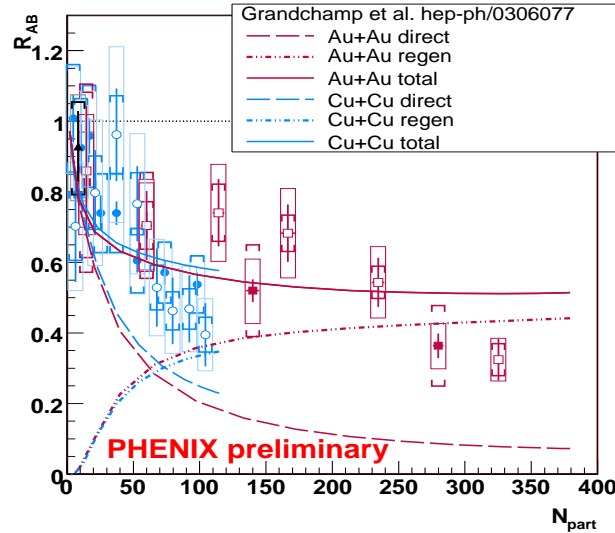


FIG. 2.49 – Facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  du  $J/\Psi$  mesuré par PHENIX en collisions Cu-Cu et Au-Au à  $\sqrt{s} = 200$  GeV en fonction du nombre de participants  $N_{part}$  comparé aux prédictions du modèle de régénération de Grandchamp et Rapp. La courbe en trait plein correspond à la somme des deux contributions : direct (suppression) celle en tirets et recombinaison celle en traits pointillés [148].

Sur la figure 2.48 on observe un bon accord entre les données Pb-Pb mesurées par la collaboration NA50 et le modèle à deux composantes décrit précédemment. On

constate qu'au SPS seule une petite fraction des  $J/\Psi$  observés proviennent de la recombinaison. Sur la figure 2.48 de droite, ce modèle a été extrapolé vers les plus grandes centralités en tenant compte notamment des fluctuations d'énergie transverse et de la légère perte en énergie transverse (pour  $E_T > 100$  GeV) associées au déclenchement en paires de muons (observés en comparant les spectres en énergie transverse mesurés avec un déclenchement soit de biais minimum soit de dimuons). On voit qu'il reproduit de façon satisfaisante l'ensemble du spectre.

Ce modèle a également été appliqué aux mesures du facteur de modification nucléaire  $R_{AA}$  du  $J/\Psi$  faites par la collaboration PHENIX dans les collisions Au-Au et Cu-Cu à  $\sqrt{s} = 200$  GeV. Les résultats obtenus par la collaboration PHENIX sont présentés figure 2.49. Sur cette figure sont indiquées les contributions directe (suppression) et de régénération ainsi que la somme de ces deux composantes. Si l'on ne tient pas compte de la recombinaison alors les prédictions surestiment la production de  $J/\Psi$  à RHIC. La seule suppression du  $J/\Psi$  dans un plasma de quarks et de gluons ne décrit pas correctement les données à RHIC. Par contre, si on ajoute en plus de la recombinaison les prédictions reproduisent mieux les données.



# Chapitre 3

## Dispositif expérimental NA60

### 3.1 Introduction

Les expériences NA38/NA50, CERES et HELIOS ont étudié la production de paires de leptons dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes au CERN. Ces expériences ont obtenu des résultats dans les trois zones de masse, résumés ci-après :

- dans la région des basses masses ( $M_{\mu\mu} < 1.5 \text{ GeV}/c^2$ ), l'expérience CERES a mesuré un excès dans la production de paire  $e^+e^-$  en collision Pb-Au dans la région  $0.25 \text{ GeV}/c^2 < m_{ee} < 0.7 \text{ GeV}/c^2$ . Cet excès est associé à la production de la résonance  $\rho$  dans un milieu dense et chaud. Les mesures de CERES, compte-tenu de la faible statistique et de la faible résolution en masse, ne permettent pas de répondre à la question : comment est modifiée la fonction spectrale du  $\rho$  dans ce milieu ?
- dans la région des masses intermédiaires ( $1.5 \text{ GeV}/c^2 < M_{\mu\mu} < 2.5 \text{ GeV}/c^2$ ), NA50 a observé une surproduction de dimuons en collisions d'ions lourds. Son origine est encore inconnue : est-elle de nature directe comme le rayonnement thermique associé au plasma de quarks et de gluons ou due à l'augmentation du taux de production de charme ?
- dans la région des hautes masses ( $M_{\mu\mu} > 2.5 \text{ GeV}/c^2$ ), NA38/NA50 ont mesuré le taux de production de  $J/\Psi$  en collisions proton-proton, proton-noyau et noyau-noyau. Ces expériences ont observé une suppression plus importante du  $J/\Psi$  en collisions d'ions lourds que dans les collisions proton-noyau : c'est la suppression anormale du  $J/\Psi$ . Quelle variable permet de décrire au mieux cette suppression : la densité d'énergie  $\epsilon$ , la longueur de matière nucléaire traversée  $L$ , le nombre de nucléons participants  $N_{part}$  ? Cette suppression est-elle la signature d'une transition de phase ? 35% des  $J/\Psi$  proviennent de la désintégration radiative du  $\chi_c$ . Dans les analyses, on fait généralement l'hypothèse que la dépendance de l'absorption nucléaire est la même pour le  $J/\Psi$  et le  $\chi_c$ . Or, l'énergie de liaison du  $\chi_c$  étant plus faible on peut penser qu'il sera plus absorbé. L'expérience E866 a mesuré le taux d'absorption nucléaire du  $J/\Psi$  et du  $\Psi'$  en fonction de la variable de Feynman  $x_F$ <sup>1</sup>. Les résultats sont présentés figure 3.1. On observe que l'absorption nucléaire du  $J/\Psi$  et du  $\Psi'$  diffère pour  $x_F < 0.2 \text{ GeV}/c$ .

---

<sup>1</sup> $x_F$  est définie par  $x_F = x_2 - x_1$  où  $x_{1,2}$  représente la fraction d'impulsion longitudinale d'un parton dans les noyaux 1 et 2.



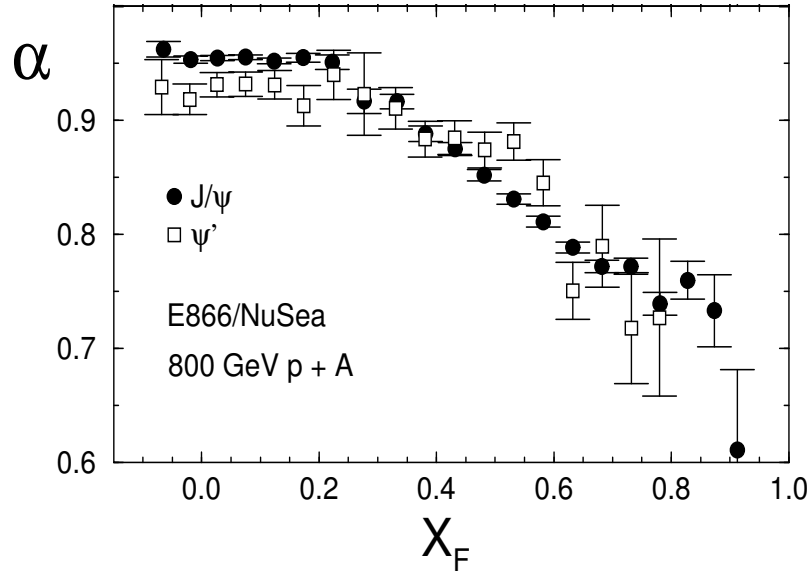


FIG. 3.1 – Dépendance du paramètre  $\alpha$ , correspondant à l'exposant dans la paramétrisation de la section efficace  $\sigma(p-A) = \sigma_0 A^\alpha$ , en fonction de la variable de Feynman  $x_F$  pour les états liés  $J/\Psi$  et  $\Psi'$  obtenu dans les collisions p-A par l'expérience E866 [165].

L'expérience NA60 devrait permettre d'apporter des réponses aux questions précédentes. Ainsi, l'expérience NA60 a complété le dispositif expérimental de NA50 basé sur un ensemble absorbeur et spectromètre (décrit dans la suite de ce chapitre), par un télescope de détecteurs de pixels au silicium disposé dans un champ magnétique placé juste après la cible d'interaction et couvrant l'angle solide des dimuons mesurés par le spectromètre. Ce télescope de pixels permet d'obtenir des informations cinématiques des dimuons : l'angle polaire d'émission et l'impulsion avant que les dimuons ne passent dans l'absorbeur. On pourra déterminer les coordonnées du point d'interaction projectile-cible et également obtenir une amélioration significative de la résolution en masse. Dans le cas des collisions proton-noyaux on pourrait mesurer la trajectoire des paires  $e^+e^-$  provenant de la conversion dans la cible des photons  $\gamma$  de désintégration du  $\chi_c$ . Le dispositif expérimental, comprend également un détecteur de faisceau (BS), constitué d'un ensemble de plans de micro-pistes de silicium refroidies à l'azote liquide (130 K), situé en amont de la cible.

Une proposition d'expérience spécifique, NA60 [166], a été faite par la suite et a été acceptée par le comité d'expérience du SPS (SPSC) du CERN en 2000.

## 3.2 Dispositif expérimental NA60

L'expérience NA60 étudie la production de dimuons issus des collisions entre des ions lourds ultra-relativistes, des protons et une cible fixe. Le dispositif expérimental NA60, situé dans la zone nord du SPS, a hérité de celui des expériences NA38/NA50 en ce qui concerne l'identification, la mesure des impulsions des muons et l'un des dispositifs de mesure de centralité de la collision (ZDC). Ce dispositif comprend le spectromètre à muons construit pour l'expérience NA10 [167] en 1979, séparé de la cible d'interaction par un absorbeur hadronique de 5 m de long environ. L'expérience NA60 ajoute dans la région cible du spectromètre à muons et dans l'acceptance de celui-ci un

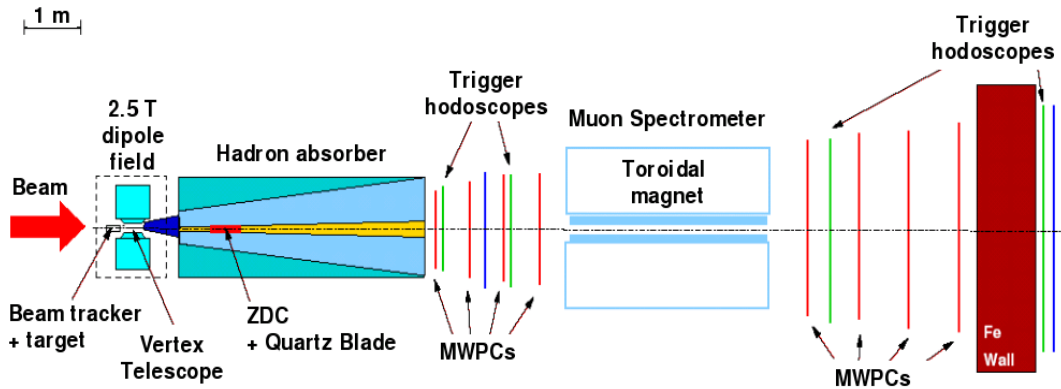


FIG. 3.2 – Vue schématique du dispositif expérimental NA60. Les détecteurs présents dans la région cible sont représentés figure 3.3.

ensemble de détecteurs à pixels disposés dans un champ magnétique (PT7) permettant d'accéder aux caractéristiques cinématiques des traces des muons avant leur passage dans l'absorbeur hadronique et de déterminer avec précision le vertex d'interaction : le télescope à vertex (VT). La centralité de la collision peut être mesurée avec :

- le calorimètre à zéro degré (ZDC) qui mesure l'énergie des nucléons spectateurs ;
- le télescope à vertex (VT) comme détecteur de multiplicité.

La trajectoire des ions incidents est mesurée avec un détecteur disposé juste avant la région cible : le détecteur de faisceau (BS), composé de deux stations de détecteurs micropistes en silicium.

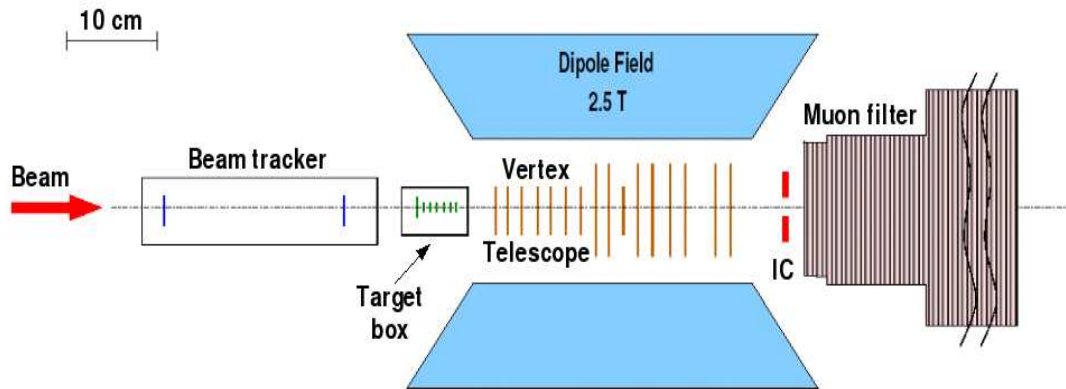


FIG. 3.3 – Vue détaillée de la région cible.

Une vue schématique du dispositif expérimental NA60 est représentée figure 3.2 et une vue plus détaillée de la région cible est représentée figure 3.3.

### 3.3 Le faisceau

La prise de données en ions lourds, du 30 septembre au 8 novembre 2003, s'est faite avec des ions indium ( $^{115}_{49}\text{In}$ ) d'impulsion 158 GeV/c par nucléon délivrés par l'accélérateur SPS. L'indium a été choisi parmi les autres noyaux de masse intermédiaire tel que l'argent ( $^{108}_{47}\text{Ag}$ ) pour des raisons techniques [168], mais aussi pour sa symétrie sphérique rendant l'interprétation des résultats plus facile. L'impulsion du faisceau est répartie

suivant une loi gaussienne de résolution relative (RMS) de l'ordre de  $\frac{\sigma_p}{p} \sim 0.1\%$ . Le faisceau se déverse de manière périodique toutes les 19.2 secondes. La cible est exposée au faisceau pendant 4.8 secondes ("burst") à une intensité d'environ  $5 \cdot 10^7$  ions. Le choix de l'intensité du faisceau durant la période de prise de données est un compromis entre la nécessité de collecter des lots d'événements avec une grande statistique pour accéder à des processus de faible section efficace, comme la production de paires de muons d'une part, et l'augmentation des problèmes d'empilement ("pile-up") et à la dégradation des détecteurs par irradiation d'autre part.

L'intensité du faisceau est mesurée par une chambre à ionisation remplie d'argon ( $^{40}_{18}\text{Ar}$ ) située à environ 200 m avant la cible. Le courant d'ionisation est intégré durant chaque cycle (d'une durée de 19.2 secondes) et la charge totale collectée est proportionnelle au nombre d'ions l'ayant traversée.

Le dispositif expérimental NA60 est situé au NAHIF ("North Area High Intensity Facility") dans le hall ECN3. Le point d'extraction du faisceau du SPS se situe à environ 1 km en amont de la cible de NA60. La figure 3.4 montre la ligne de faisceau de NA60, les différents collimateurs, aimants de courbure et de focalisation.

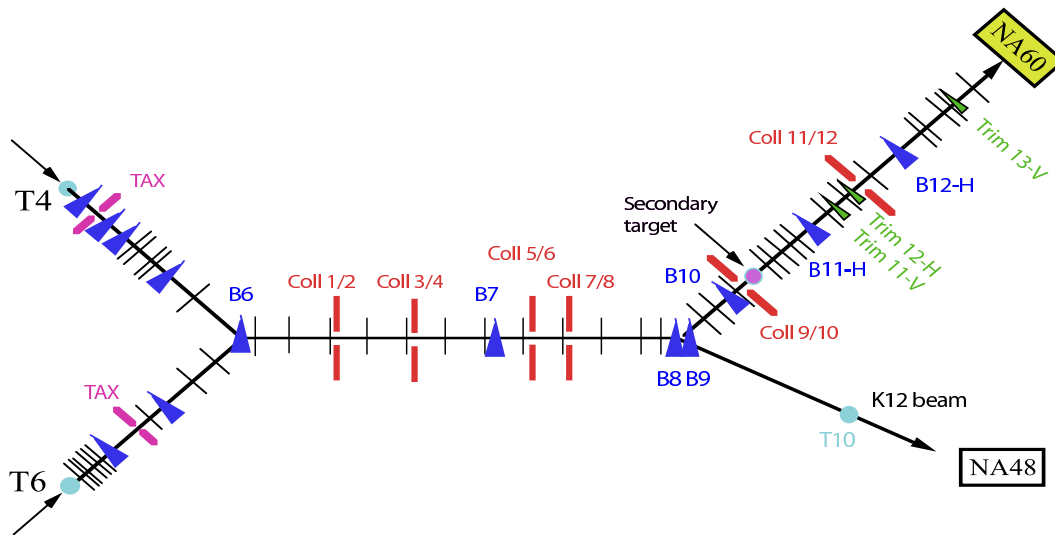


FIG. 3.4 – Ligne de faisceau de l'expérience NA60.

### 3.4 Le détecteur de faisceau (BS)

Le détecteur de faisceau (BS) permet de déterminer la trajectoire de l'ion incident [169]. Celui-ci est composé de deux stations de trajectographie placées respectivement à 30 cm et à 10 cm en amont du centre de la cible, à l'intérieur d'une chambre à vide, et inclinées de  $45^\circ$  l'une par rapport à l'autre. Chacune des deux stations est composée de deux plans de pistes de silicium d'épaisseur  $400 \mu\text{m}$ , montés dos-à-dos sur le même module électronique, et inclinés de  $90^\circ$  l'une par rapport à l'autre afin de déterminer les coordonnées transverses de l'ion incident. Ces plans sont formés de 24 bandes de silicium de 1.2 cm de longueur avec un pas de  $50 \mu\text{m}$ , placées entre deux jeux de quatre bandes de silicium de  $500 \mu\text{m}$  de large. L'extrapolation de la trace reconstituée dans le détecteur de faisceau à la cible d'interaction permet de retrouver le point

d'interaction de l'ion incident avec une précision dans le plan transverse de  $20\ \mu\text{m}$  en collisions In-In. La figure 3.5 montre une station de trajectographie du détecteur de faisceau (BS) ainsi que l'un des capteurs.

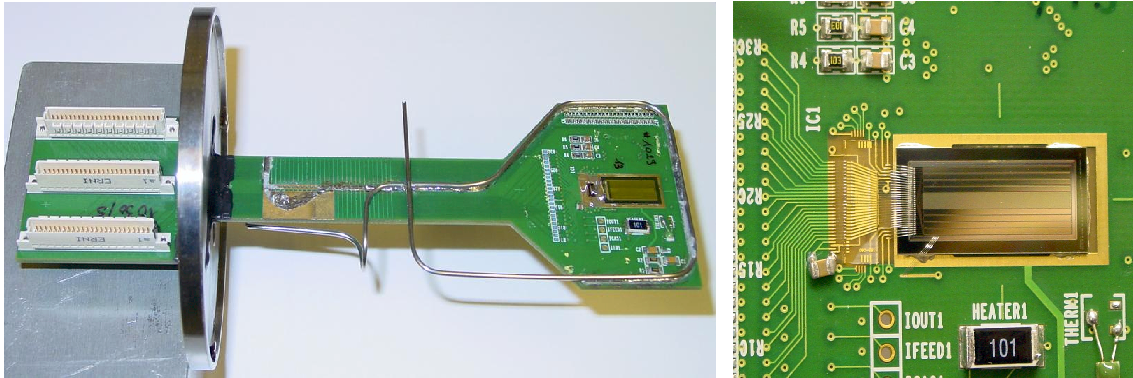


FIG. 3.5 – Photographie d'une station de trajectographie du détecteur de faisceau (BS). Les capteurs (dont un agrandissement est situé à droite) sont collés au dessus d'une ouverture de forme rectangulaire du PCB (un sur chaque face et perpendiculairement l'un par rapport à l'autre).

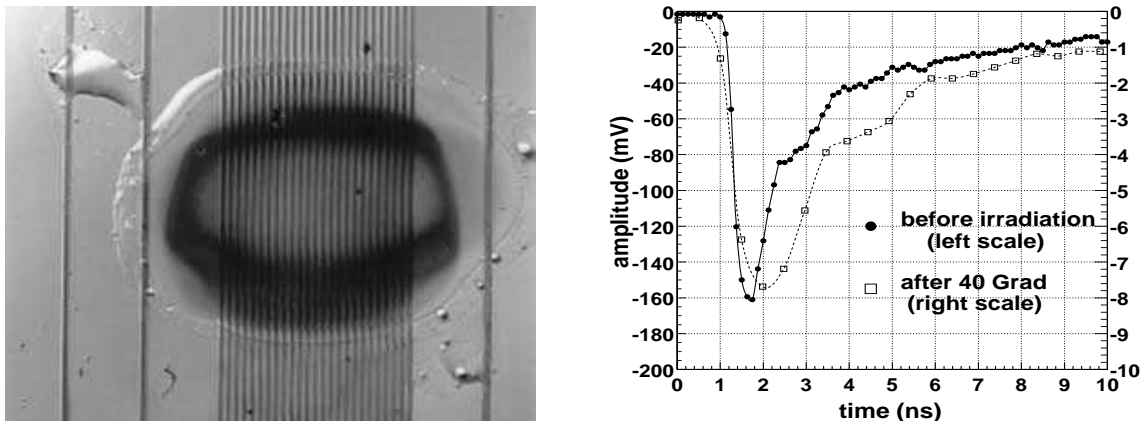


FIG. 3.6 – À gauche : tache du faisceau sur l'un des plans de trajectographie du détecteur de faisceau (BS) après 42 jours d'irradiation par un faisceau de Pb [171]. À droite : signal d'un ion Pb avant et après une dose de 40 Grad [171].

Le détecteur de faisceau (BS) est la première application en physique des hautes énergies d'une technologie de capteurs au silicium refroidis à des températures cryogéniques. Ce refroidissement permet un fonctionnement de ces détecteurs même après une très importante exposition aux radiations, grâce à "l'effet Lazare" [170]. Le détecteur de faisceau (BS) fonctionne à une température de 130 K. En 2000, afin d'étudier la tenue aux radiations d'éléments de silicium refroidis à 130 K, le détecteur de faisceau (BS) a été exposé à un faisceau de haute intensité de plomb Pb à 158 GeV/c ( $7.10^7$  ions déversés toutes les 4.5 secondes) délivré par le SPS pendant 42 jours. La figure 3.6, à gauche, montre une photo d'un des plans de trajectographie du détecteur de faisceau après 42 jours d'irradiation par un faisceau de plomb. La figure 3.6, à droite, représente le signal de l'ion Pb provenant des plans arrières du détecteur avant (cercles pleins) et après (carrés vides) avoir reçu une dose de 40 Grad. Après irradiation le signal délivré

par le détecteur de faisceau (BS) est plus large et son amplitude est réduite d'un facteur 20 environ. Le détecteur de faisceau (BS) est toujours en état de fonctionnement et peut donc encore être utilisé pour compter les ions du faisceau incident jusqu'à des doses très élevées.

Le temps de réponse très rapide des plans arrières ("back plane") de ces quatre capteurs (inférieur à 0.5 ns) permet d'utiliser le détecteur de faisceau comme système de déclenchement de biais minimum ("trigger minimum bias"). C'est alors uniquement le passage d'un ion qui déclenche le système d'acquisition. De plus, la rapidité de réponse des plans arrière est utilisée pour "stabiliser", par une mesure de coïncidence, les temps de déclenchement provenant du calorimètre à zéro degré (ZDC) ou du spectromètre à muons, les fluctuations de ces derniers étant de l'ordre de 5-6 ns. L'efficacité de stabilisation est d'environ 75-80% et permet d'atteindre une résolution sur les temps de déclenchement de l'ordre de 0.5 ns [172]. Le détecteur de faisceau (BS) est également capable de séparer deux signaux distants de plus de 10 ns. Il peut ainsi être utilisé pour éliminer les événements pour lesquels plusieurs ions sont passés au cours des 200 ns nécessaires à l'enregistrement des données du télescope à vertex ("beam pile-up").

### 3.5 Le système cible

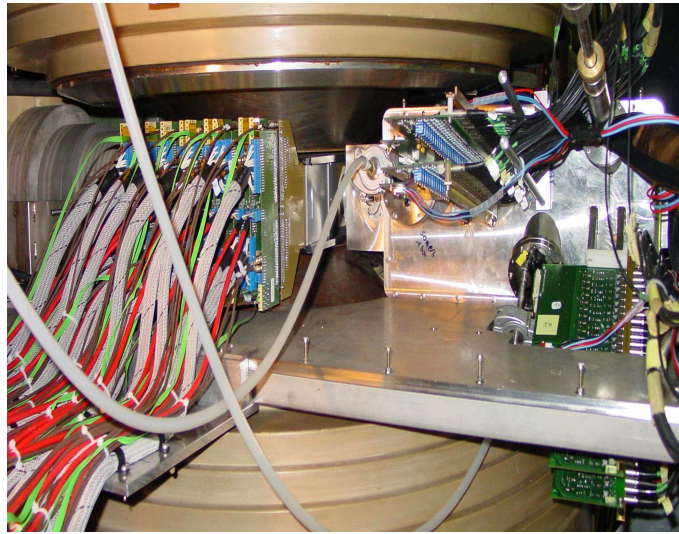


FIG. 3.7 – Photographie de la région cible.

Lors de l'expérience de l'automne 2003, le système cible est composé de sept cibles d'indium placées dans une boîte à vide (pression de 0.01 atm) afin de minimiser les interactions entre les ions d'indium incidents et l'air. Chaque cible a une épaisseur de 1.5 mm et la distance entre deux cibles est de 7.5 mm. La première cible a un diamètre de 10 mm afin de couvrir entièrement le profil du faisceau fournissant ainsi une bonne normalisation absolue. Les six autres cibles ont un diamètre de 1 mm permettant de minimiser, dans l'acceptance du spectromètre à muons, les diffusions multiples des muons sur les cibles en aval de leur point d'interaction primaire. L'épaisseur totale de la cible correspond à environ 20% de la longueur d'interaction de l'indium  $\lambda_I = 22.9$  cm.

La figure 3.7 montre une photographie de la région cible. Sur cette photographie, on distingue à droite les stations du détecteur de faisceau (BS, cf. § 3.4) placées dans un cryostat sous vide. Accolées au cryostat, on distingue la boîte à cibles ainsi que les cartes de lectures du télescope à vertex (VT) disposées dans un aimant dipolaire PT7. On distingue, à gauche, le début de l'absorbeur hadronique, le préabsorbeur en BeO.

## 3.6 Le télescope à vertex (VT)

L'originalité de l'expérience NA60 provient de l'utilisation d'un télescope à vertex (VT) à base de pixels de silicium dans une expérience mesurant des dimuons. Il a pour but de reconstruire la trajectoire des particules secondaires résultant d'une interaction avec la cible, avant que celles-ci ne pénètrent dans l'absorbeur hadronique. Ces particules ne subissent pratiquement pas de diffusion multiple en comparaison de celles subies dans l'absorbeur hadronique. Ainsi on peut déterminer avec précision la position du vertex d'interaction : c'est le point de départ de toutes les traces reconstruites. Il permet d'améliorer la résolution en masse invariante des dimuons reconstruits en corrélant les grandeurs cinématiques données par le télescope à vertex (VT) et celles données par le spectromètre à muons. La résolution en masse invariante des dimuons reconstruits est principalement dégradée dans le spectromètre à muons, par les diffusions multiples et les fluctuations de perte d'énergie des muons dans l'absorbeur hadronique. Ceci permet par exemple de distinguer les dimuons "prompts" issus du vertex d'interaction de ceux issus des vertex décalés de désintégration des mésons D <sup>2</sup>.

Afin d'améliorer la précision sur la reconstruction des traces et l'identification des muons, le télescope à vertex (VT) est placé dans un champ magnétique dipolaire important afin de courber la trajectoire des particules chargées. Celui-ci permet également d'augmenter l'acceptance des dimuons de faible impulsion transverse dans le spectromètre à muons.

### 3.6.1 L'aimant dipolaire PT7

Afin de mesurer l'impulsion transverse des particules chargées dans la région de la boîte à cibles, le télescope à vertex (VT) baigne dans un champ magnétique créé par un aimant dipolaire nommé PT7. Sur la figure 3.8, à gauche, est représentée une vue schématique frontale de cet aimant incluant ses dimensions [173]. Il fonctionne à un courant de 900 A, ce qui permet d'atteindre un champ magnétique (vertical, axe y) de 2.5 T, courbant ainsi la trajectoire des particules chargées dans le plan horizontal (x, z).

Sur la figure 3.8, à droite, est représenté l'amplitude du champ magnétique dans le plan (x, z) mesuré entre les pôles avec un courant de 900 A. On constate que le champ magnétique est très homogène au centre de l'aimant.

Une carte de champ magnétique a été obtenue à l'aide d'une sonde à effet Hall. Les mesures correspondantes ont été paramétrées et reportées dans le programme de simulation et d'analyse na60root. Afin de réduire les erreurs systématiques, la polarité du champ magnétique est régulièrement inversée durant les prises de données. Le champ magnétique dipolaire permet également d'éliminer toute contamination provenant des

<sup>2</sup>Le décalage est de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$ .



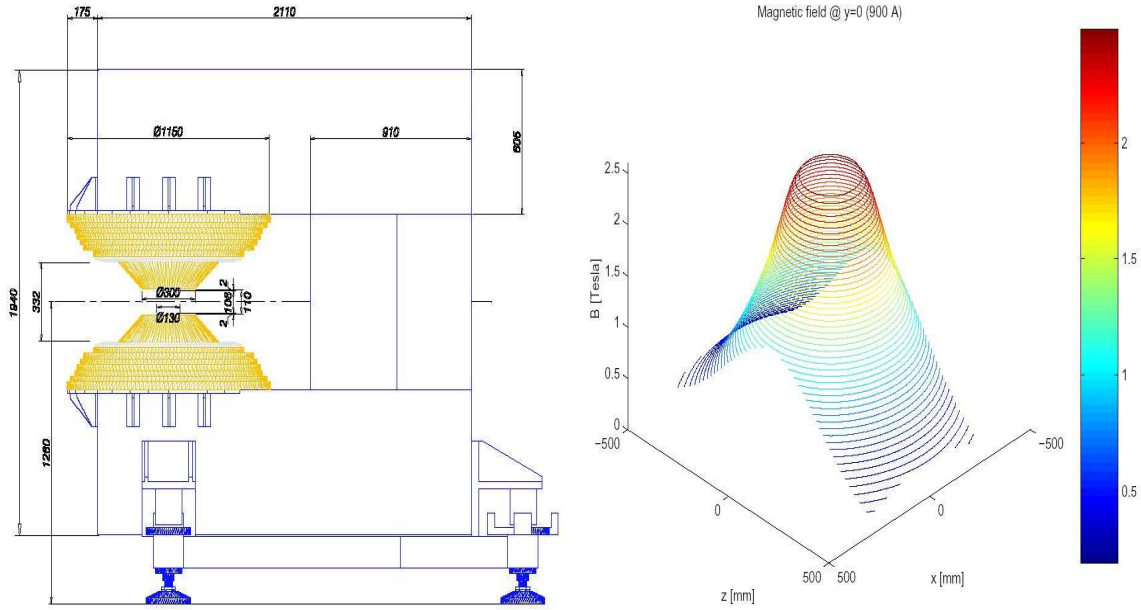


FIG. 3.8 – À gauche : représentation schématique frontale de l'aimant dipolaire PT7 (les dimensions sont données en mm). À droite : amplitude du champ magnétique dans le plan  $(x, z)$  mesurée entre les pôles avec un courant de 900 A.

”rayonnements  $\delta$ ” ou électrons de recul produits par le passage du faisceau à travers les cibles et les fenêtres de la chambre à vide.

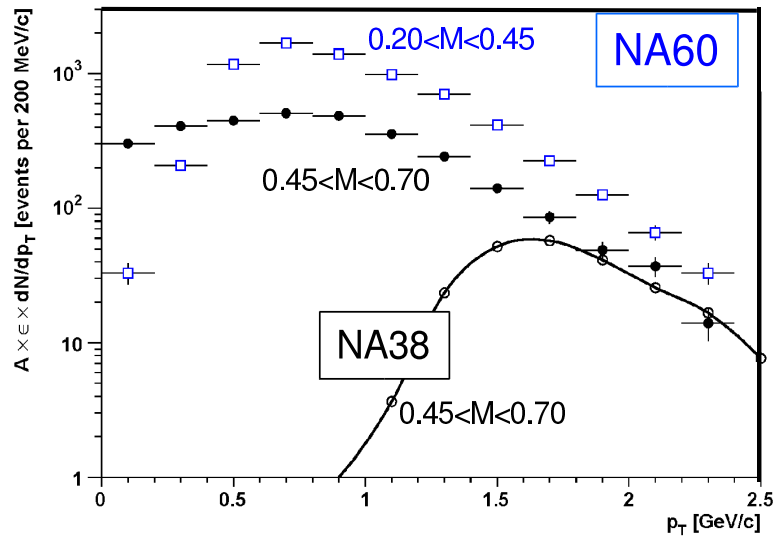


FIG. 3.9 – Acceptance des dimuons de signes opposés de basse masse en fonction de l'impulsion transverse  $p_T$  (GeV/c) mesurées par les collaborations NA38/NA50 et NA60 [174].

La déflexion additionnelle permet d'augmenter l'acceptance des dimuons de basse masse et de basse impulsion transverse par rapport à celle de NA38/NA50. C'est effectivement ce que l'on observe sur la figure 3.9 qui représente les acceptances des dimuons de signes opposés de basse masse en fonction de l'impulsion transverse mesurées par les collaborations NA38/NA50 et NA60. Dans un champ magnétique inhomogène  $B(l)$ ,

l'angle de déflexion est déterminé par la relation :

$$\Delta\theta = \frac{0.3 \int_{-L/2}^{L/2} B(l)dl}{p_T} \quad (3.1)$$

où  $L$  est la distance parcourue par la particule chargée dans le champ magnétique mesurée à partir de son point de production.  $p_T$  est l'impulsion transverse de la particule chargée.

Dans un champ magnétique homogène, la résolution en impulsion  $\sigma_p/p$  est donnée par :

$$\frac{\sigma_p}{p} = \frac{\sqrt{3}}{2} \sigma_x \frac{8p}{0.3BL^2} \quad (3.2)$$

Pour un champ magnétique inhomogène, l'expression  $BL^2/8$  doit être remplacée par  $\int_0^{L/2} d\lambda \int_0^\lambda B(l)dl$ . La résolution se dégrade linéairement avec l'augmentation de l'impulsion  $p$ , elle s'améliore pour des valeurs élevées de champ magnétique et pour des valeurs élevées du carré de la distance  $L$ .  $\sigma_x$  est la résolution sur la position d'un plan de trajectographie.

### 3.6.2 Les plans de trajectographie

Le télescope à vertex [175] a été conçu pour obtenir une bonne efficacité de reconstruction des traces (efficacité moyenne de 96%). Il doit fonctionner dans un environnement où une grande densité de traces est produite lors des collisions In-In. De plus, il doit avoir une bonne couverture de l'acceptance angulaire des dimuons, ainsi qu'une redondance minimale afin de garder un nombre d'assemblage aussi faible que possible. Sur la figure 3.10 est représenté le dispositif qui a été conçu pour répondre au mieux à ces critères.

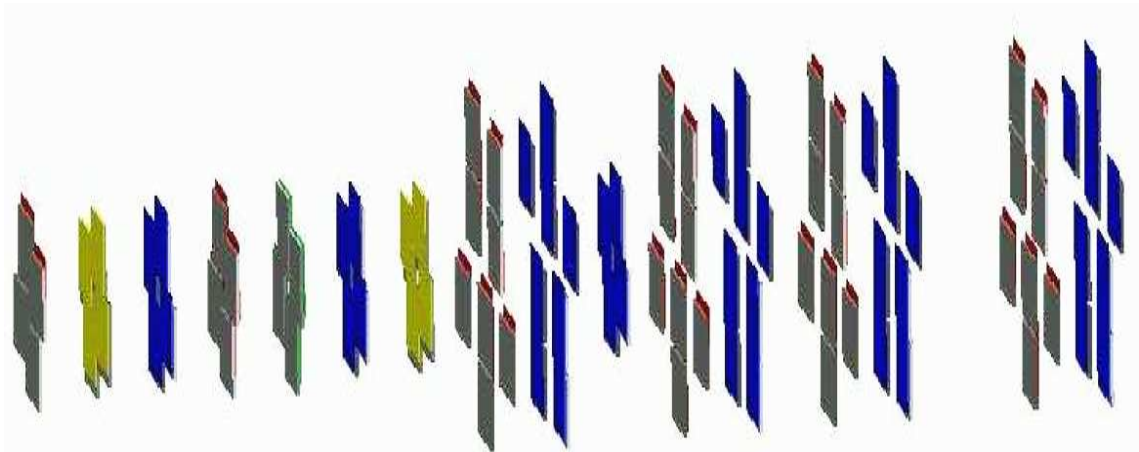


FIG. 3.10 – Vue schématique des plans de pixels formant le télescope à vertex (VT). Le faisceau arrive par la gauche.

Le télescope à vertex est formé de 16 plans de trajectographie de deux tailles différentes, placés entre 6.6 cm et 31.2 cm du centre de la région cible (cf. figure 3.10). Ces



Type de module	Nombre de modules	Nombre de puces
4 puces x	5	20
4 puces y	3	12
8 puces X	8	64
Total	16	96

TAB. 3.1 – Répartition des puces par module nécessaire au bon fonctionnement du télescope à vertex (VT).

plans délivrent 12 points de trajectographie grâce aux 8 petits plans (de 4 puces de silicium) et aux 4 stations, composées chacune de deux grands plans physiques (de 8 puces de silicium). Le vertex télescope comprend donc un total de 96 puces (cf. tableau 3.1).

La configuration des plans ainsi que leurs positions ont été optimisées afin de maximiser l'acceptance du télescope à pixels. La figure 3.10 montre une vue schématique des plans de pixels formant le vertex télescope (VT). On note, sur la figure 3.10, la présence d'un petit plan de trajectographie situé après les deux premiers grands plans. Celui-ci permet d'améliorer l'acceptance des muons en réduisant le trou du passage du faisceau de la première station. La disposition des différents plans de pixels est donnée dans le tableau 3.2, la direction x(X), y signifiant que le petit côté des puces en silicium est aligné dans cette direction. La dernière ligne du tableau 3.2 indique la fraction des muons simples (issus de désintégrations de  $J/\Psi$ ) reconstruite dans le spectromètre à muons qui sera détectée dans l'acceptance géométrique des 16 plans.

Petit plan	x	y	x	x	y	x	y	x
Tourné	oui	non	non	oui	oui	non	non	non
$z$ (cm)	6.7	8.2	10.0	11.1	12.6	14.7	16.2	21.2
couverture (%)	90.3	95.2	95.5	93.2	89.5	83.6	76.1	50.8
Grand plan	X	X	X	X	X	X	X	X
Tourné	oui	non	oui	non	oui	non	oui	non
$z$ (cm)	17.6	19.7	22.2	24.3	26.0	28.0	30.1	33.0
couverture (%)	51.7	52.0	51.6	51.5	50.5	49.6	45.4	43.7

TAB. 3.2 – Disposition des plans de trajectographie formant le télescope à vertex (VT).

Chaque module est refroidi à environ  $15^\circ\text{C}$  par de l'eau circulant dans des tubes montés au dos de la carte électronique. Une photographie d'un des modules est présentée figure 3.11.

Chaque puce est constituée d'une matrice de  $32 \times 256$  pixels de silicium de surface  $425 \times 50 \mu\text{m}^2$  et d'épaisseur  $300 \mu\text{m}$ . Chacune d'elle étant directement couplée ("bump bonded") à une puce de lecture Alice1LHCb, de  $750 \mu\text{m}$  d'épaisseur et qui fonctionne à une fréquence de 10 MHz. Celle-ci a été choisie car elle est particulièrement résistante aux radiations, comme l'ont montré des tests indiquant un fonctionnement au-delà d'une dose de 12 MRad [176]. Lors de la prise de données In-In, la tension d'alimentation des pixels a dû être augmentée afin de remédier aux dégâts provoqués par irradiation et de conserver une bonne efficacité [177]. Étant donnée la fréquence de l'horloge, le temps nécessaire pour lire les informations contenues dans un grand plan composé de 8 puces est de  $8 \times 256 \times 100 \text{ ns} = 204.8 \mu\text{s}$  (lecture par groupe de 32 pixels). Les autres sous-

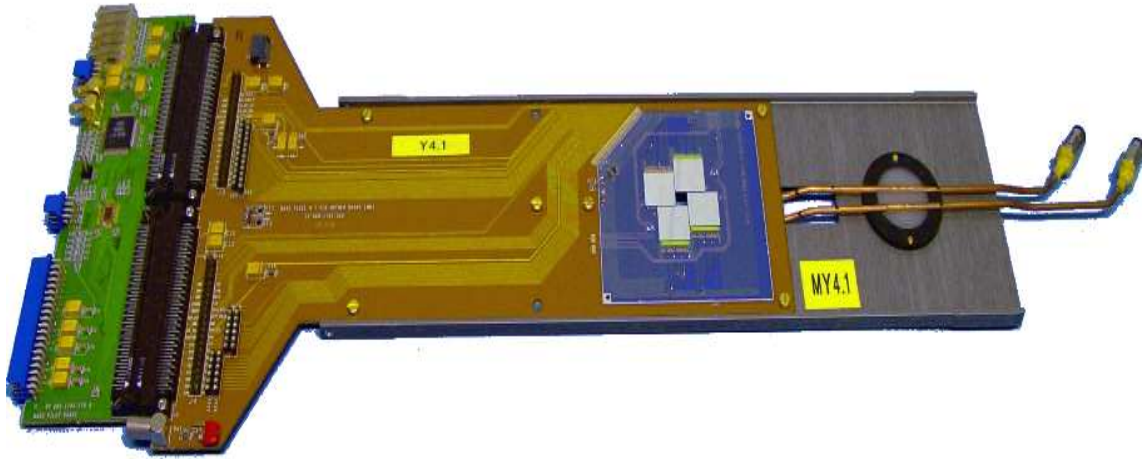


FIG. 3.11 – Photographie d'un des modules composant le télescope à vertex (VT). Ce module correspond à l'un des petits plans de pixels.

détecteurs constituant le dispositif expérimental NA60 ont tous un temps de lecture plus rapide de l'information : le télescope à pixels limite donc le temps d'acquisition dans NA60. Avec un total de  $96 \times 32 \times 256 \sim 780000$  voies à lire, le télescope à vertex (VT) fournit à lui seul 90% des informations stockées par événement.

### 3.6.3 Performances

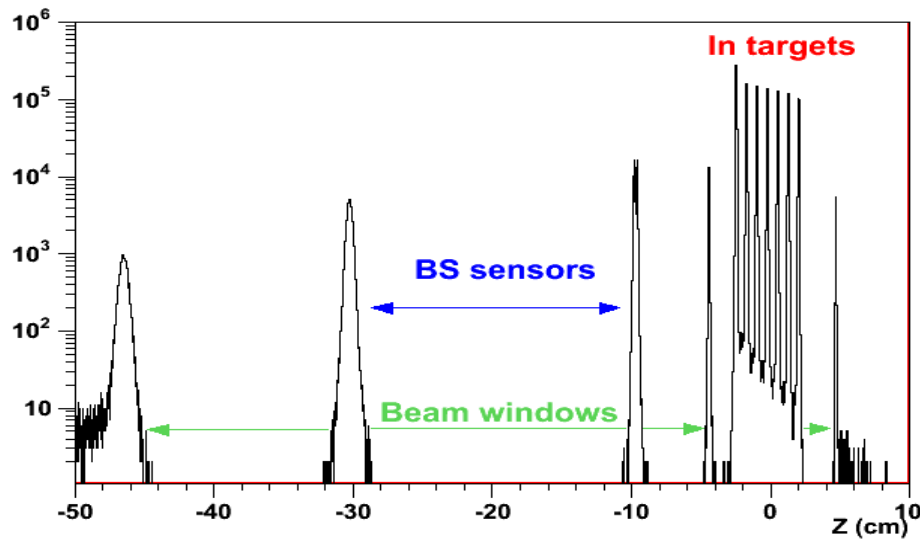


FIG. 3.12 – Distribution de la coordonnée longitudinale des vertex d'interaction reconstruits par le télescope à vertex (VT).

La figure 3.12 représente la distribution en  $z$  (direction du faisceau) des vertex d'interaction reconstruits par le télescope à vertex. Dans la direction  $z$  la résolution atteinte est de  $200 \mu\text{m}$  et dans le plan transverse la résolution atteinte est de  $10 - 20 \mu\text{m}$ . On identifie clairement les 7 ciblettes d'indium grâce à un algorithme de reconstruction des vertex décrit au paragraphe 4.1.3 et dans la référence [178]. Les autres pics correspondent aux interactions dans les deux stations du détecteur de faisceau (à  $z \sim -10$

cm et  $z \sim 30$  cm) et dans les fenêtres de séparation des régions sous vide (à  $z \sim \pm 4.5$  cm et  $z \sim -47$  cm).

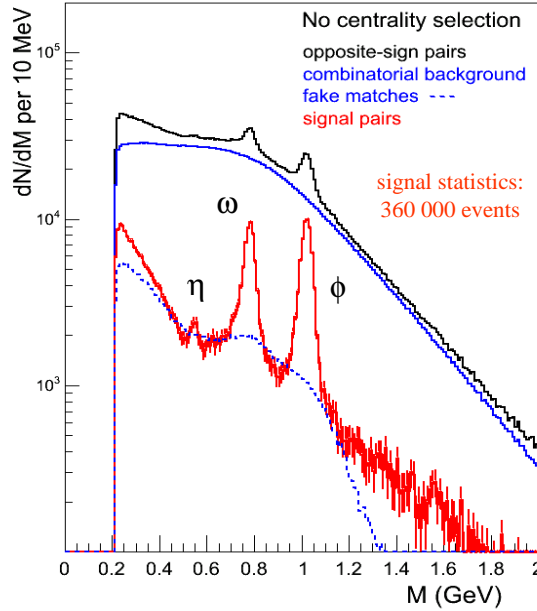


FIG. 3.13 – Spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés (noir), du bruit de fond combinatoire (bleu), et de celui provenant des mauvaises mises en concordance (tireté bleu), et du signal résultant (rouge) [179].

La figure 3.13 montre le spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés, du bruit de fond, des traces correspondant à une mauvaise mise en concordance des traces du télescope à vertex (VT) et du spectromètre à muons (10% du bruit de fond combinatoire), et du signal proprement dit, intégré sur toutes les centralités. L'algorithme de mise en concordance des traces des muons reconstruites dans le spectromètre à muons avec celles des particules chargées reconstruites dans le télescope à vertex (VT) est décrit au paragraphe 4.1.4 et dans la référence [178]. L'algorithme utilise conjointement les mesures d'angle polaire et de courbure des traces dans les deux champs magnétiques. La figure 3.13 illustre les précisions atteintes sur la masse invariante des dimuons dans la région des basses masses en utilisant les traces reconstruites dans le télescope à vertex. La résolution en masse du  $\phi$  passe ainsi de  $\sim 70$  MeV/ $c^2$  dans le spectromètre à  $\sim 23$  MeV/ $c^2$  dans le télescope à vertex (VT). Pour apprécier la qualité des données de NA60, il suffit de comparer ce spectre en masse avec celui obtenu par l'expérience CERES (cf. paragraphe 2.3). On observe également que le canal de désintégration du  $\eta$  en  $\mu^+\mu^-$  est visible, ce qui est une première en collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

### 3.7 Le compteur d'interaction (IC)

Le compteur d'interaction (IC) [180] est un détecteur situé à 42 cm du centre de la cible, entre le télescope à vertex (VT) et l'absorbeur hadronique. Celui-ci est formé de

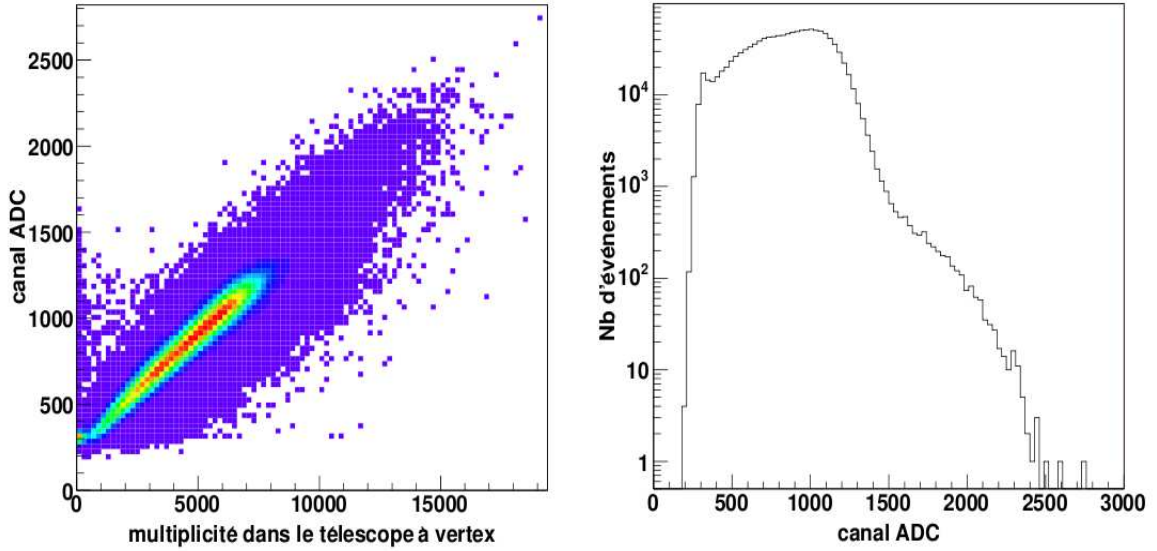


FIG. 3.14 – À gauche : corrélation entre la charge totale collectée par un des deux compteurs constituant le compteur d'interaction (IC) et la multiplicité d'impacts mesurés dans le télescope à vertex. À droite : distribution de la charge collectée par ce compteur lors de collisions In-In à 158 GeV/c par nucléon.

deux scintillateurs identiques (IC1 et IC2) de 16 cm de large, 10 cm de haut et 1 cm d'épaisseur, précédés d'une feuille de plomb d'une épaisseur de 5 mm comportant un trou de 11 mm de diamètre pour le passage du faisceau. Cette feuille de plomb permet d'augmenter le signal en convertissant une partie des photons incidents (environ 40%) en particules chargées. La lumière émise par les scintillateurs est récoltée puis transportée par des fibres à décalage de longueur d'onde puis lue par un photomultiplicateur XP2020. Le compteur d'interaction (IC) permet d'identifier les interactions ayant lieu dans la région cible grâce à la mesure des particules chargées produites dans l'acceptance  $2.75 < \eta < 5$ . La mesure temporelle d'un événement en coïncidence sur IC1 et IC2 est enregistrée dans un module MHTR ("MultiHit Time Recorder") avec un pas de 1.7 ns. La résolution du compteur d'interaction permet de séparer deux signaux distants de plus de 10 ns. Il pourra être utilisé pour rejeter les événements présentant un empilement d'interactions au cours des 200 ns nécessaires à l'enregistrement des données du télescope à vertex ("interaction pile-up"). La charge totale collectée par chacun des deux compteurs est également enregistrée sur plusieurs modules ADC. Sur la figure 3.14, à gauche, on observe que la valeur de la charge totale collectée est proportionnelle au nombre d'impacts enregistrés dans le télescope à vertex, c'est-à-dire proportionnelle au nombre de particules chargées émises dans l'acceptance  $2.75 < \eta < 5$ . La centralité de la collision étant directement liée aux nombres de particules chargées émises, le compteur d'interaction pourrait être utilisé pour évaluer celle-ci. Sur la figure 3.14, à droite, est représentée la distribution de la charge totale collectée par un des deux compteurs lors des collisions In-In.

Le compteur d'interaction permet :

- d'éliminer un déclenchement dimuon dans le spectromètre à muons provenant d'interactions en aval, dans le calorimètre à zéro degré ou l'absorbeur hadronique.

- d'éliminer les déclenchements de biais minimum provenant d'un ion n'ayant pas interagi.

La mesure en coïncidence entre les deux scintillateurs permet de rejeter les sources de bruits internes des détecteurs ou des photomultiplicateurs.

### 3.8 Le calorimètre à zéro degré (ZDC) et le "quartz blade"

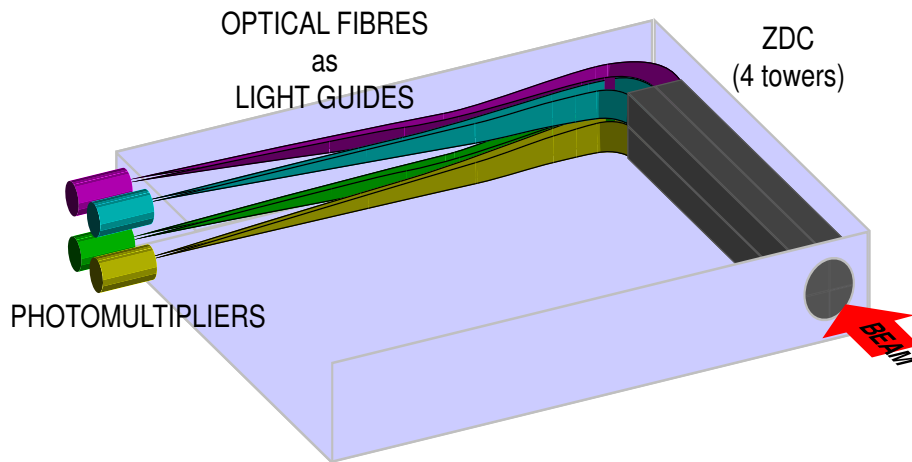


FIG. 3.15 – Représentation schématique du calorimètre à zéro degré (ZDC).

Une estimation de la centralité des collisions noyau-noyau est obtenue grâce au calorimètre à zéro degré (ZCD). Le calorimètre à zéro degré (ZDC) se situe à 220 cm du centre de la cible, à l'intérieur de l'absorbeur hadronique du spectromètre à muons. Il est installé hors de l'acceptance de ce dernier afin de ne pas perturber la détection des muons. Le ZDC mesure l'énergie des fragments spectateurs du projectile  $E_{ZDC}$ , ce qui nous permet de déterminer l'énergie déposée dans l'interaction car l'on a :  $E_{déposée} = E_{faisceau} - E_{ZDC}$ . De cette mesure, on peut, en utilisant le modèle géométrique de Glauber [43] (cf. annexe A), extraire le nombre de nucléons participant  $N_{part}$  ainsi que le paramètre d'impact  $b$ . On réalise ainsi une mesure de la centralité de la collision. Le ZDC, de par sa fonction, est soumis à un taux de radiations élevé, contraignant fortement le choix des matériaux à utiliser. Il est composé de 900 fibres de quartz de  $365 \mu\text{m}$  de diamètre, insérées parallèlement à l'axe du faisceau dans un bloc de tantale<sup>3</sup> de  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  de section et de 65 cm de long. Les gerbes hadroniques produites par les nucléons incidents dans le tantale produisent à leur tour un rayonnement Cerenkov dans les fibres de quartz. Ce rayonnement, proportionnel à l'énergie incidente, est transporté par les fibres elles-mêmes jusqu'à quatre photomultiplicateurs (PM). Cette segmentation du ZDC en quatre groupes permet de connaître le centroïde du faisceau à chaque déversement. Sur la figure 3.15 est donnée une représentation schématique du calorimètre à zéro degré (ZDC).

<sup>3</sup>Tantale ( $^{180,95}_{73}\text{Ta}$ ); propriétés physiques : densité  $\rho = 16.65 \text{ g/cm}^3$ , longueur d'interaction  $\lambda_I = 11.9 \text{ cm}$ .

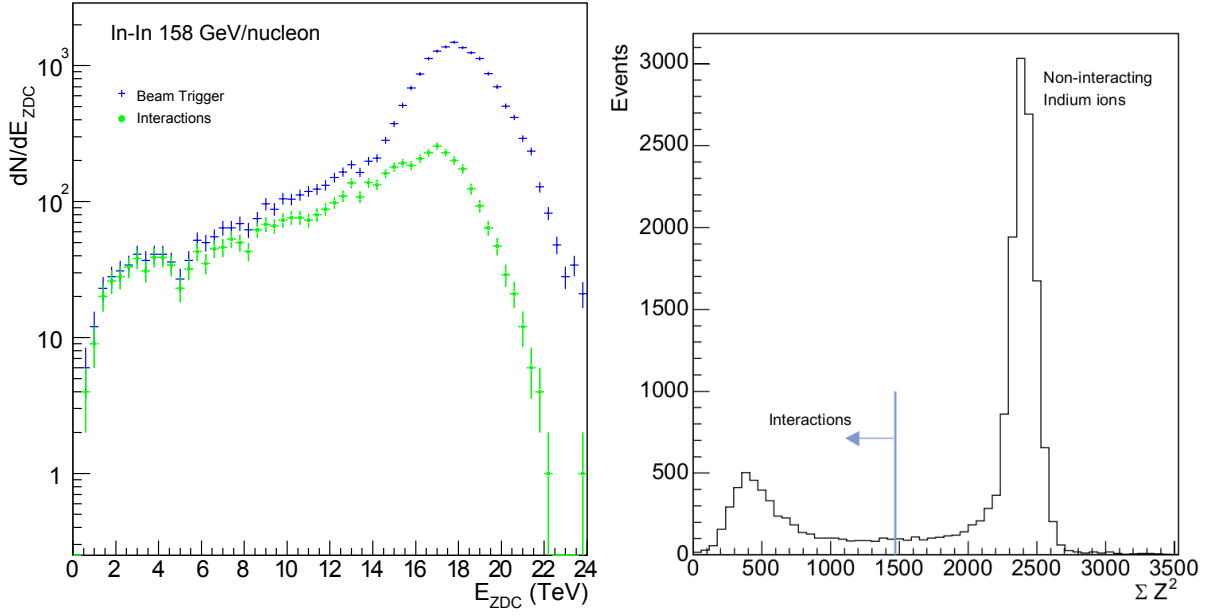


FIG. 3.16 – À gauche : distribution en énergie  $E_{ZDC}$  (TeV) mesurée en collisions In-In avec déclenchement par le faisceau (en bleu) et les dimuons (en vert). À droite : distribution mesurée en collisions In-In par le "quartz blade" avec déclenchement par le faisceau.

Le ZDC peut également fournir un déclenchement de biais minimum ("trigger minimum bias"). Le signal d'acquisition des données est alors envoyé dès que l'énergie totale enregistrée par les quatre PM du ZDC dépasse un certain seuil. On choisit le seuil suffisamment bas pour ne pas biaiser la détection des collisions très centrales où il y a peu de spectateurs. Dans la plupart des cas, le déclenchement est en fait produit par un ion qui n'a pas interagi. Sur la figure 3.16, à gauche, est représenté un exemple de distribution en énergie  $E_{ZDC}$  mesurée en collisions In-In avec soit un déclenchement par le faisceau, soit un déclenchement par les dimuons.

Durant la prise de données In-In, un compteur Cerenkov ("quartz blade") a été utilisé pour compléter les informations délivrées par le ZDC. Celui-ci est placé, suivant l'axe du faisceau, juste devant le calorimètre à zéro degré (ZDC), à l'intérieur de l'absorbeur hadronique. Le "quartz blade" se présente sous la forme d'une lame de cristal de quartz de section  $4 \times 20 \text{ mm}^2$  et de longueur 45 cm. Le rayonnement Cerenkov, produit par les fragments interagissant avec la lame de quartz, est détecté à l'aide d'un photomultiplicateur situé à l'extrémité de la lame. Le "quartz blade" mesure alors la somme des carrés des charges des fragments  $\sum Z_i^2$  ( $Z_i$  est la charge du fragment  $i$ ). C'est pour cette raison que ce détecteur est principalement utilisé pour identifier les ions indium qui n'ont pas interagi avec une meilleure efficacité et une meilleure résolution que dans le ZDC, dont le signal est proportionnel au nombre de masse des fragments. Sur la figure 3.16, à droite, est représenté la distribution mesurée par le "quartz blade" avec déclenchement par le faisceau. Les événements avec un signal au-dessous de 1500 correspondent aux collisions dans la région cible.

### 3.9 Le spectromètre à muons

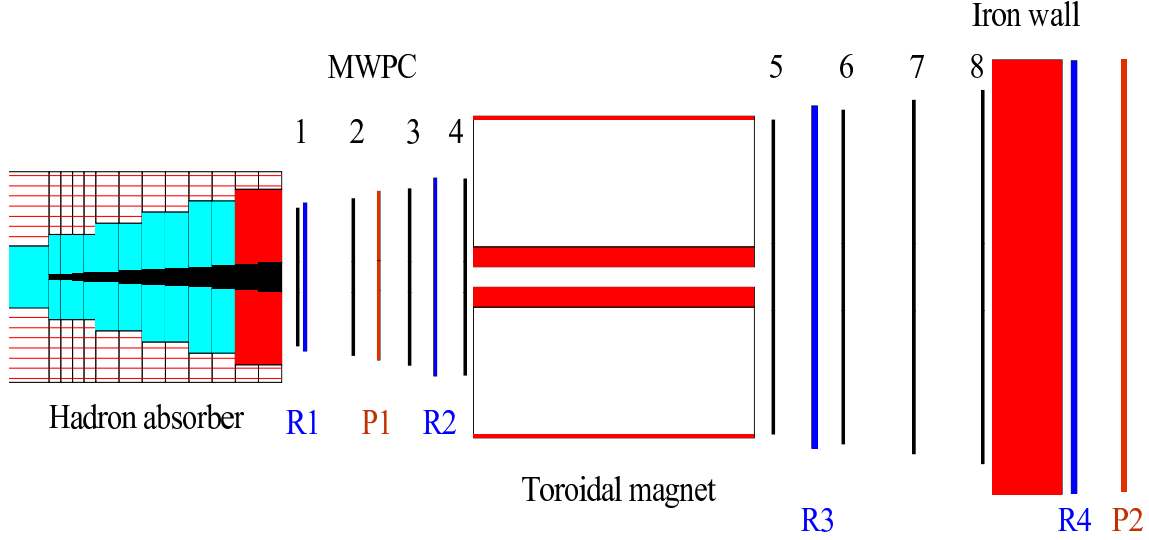


FIG. 3.17 – Vue schématique du spectromètre à muons.

Le spectromètre à muons [167] reste le principal détecteur de l'expérience NA60. Il mesure les paramètres cinématiques des muons individuels produits dans la cible. Chaque muon  $i$  reconstruit dans le spectromètre à muons est représenté par son quadri-vecteur impulsion-énergie :

$$\bar{p}_i = \begin{pmatrix} E_i = \sqrt{m_\mu^2 + \vec{p}_i^2} \\ \vec{p}_i \end{pmatrix}$$

où  $m_\mu$  est la masse du muon et  $\vec{p}_i$  est l'impulsion du muon  $i$ . Les traces sont regroupées deux à deux pour construire les dimuons. Ces mesures permettent de déterminer les caractéristiques des paires de muons produites dans les collisions :

- le quadri-vecteur impulsion-énergie de la paire de muons :

$$\bar{p}_{\mu\mu} = \begin{pmatrix} E = \sqrt{m_\mu^2 + \vec{p}_1^2} + \sqrt{m_\mu^2 + \vec{p}_2^2} \\ \vec{p}_{\mu\mu} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2 \end{pmatrix}$$

- la masse du dimuon (on néglige  $m_\mu$  devant  $|\vec{p}_i|$ ) :

$$M_{\mu\mu} = \sqrt{E^2 - \vec{p}_{\mu\mu}^2} = \sqrt{2p_1 p_2 (1 - \cos \theta)}$$

où  $\theta$  est l'angle entre les impulsions  $\vec{p}_1$  et  $\vec{p}_2$  ;

- son impulsion transverse  $p_T$  ;
- sa masse transverse  $m_T = \sqrt{M_{\mu\mu}^2 + p_T^2}$  ;
- sa rapidité  $y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right)$ .

$p_z$  représente l'impulsion de la paire de muons suivant l'axe longitudinal  $z$  défini par la direction du faisceau. Le spectromètre à muons, représenté figure 3.17, a une couverture

en pseudo-rapacité  $2.8 < \eta < 4.0$  (correspondant à une couverture angulaire entre  $2^\circ$  et  $7^\circ$ ).

Sur la figure 3.17 on distingue les quatre principaux éléments constituant le spectromètre à muons :

- les absorbeurs hadroniques ;
- l’aimant toroïdal (ACM) ;
- les huit chambres proportionnelles à fils (MWPC1-MWPC8) ;
- les quatre hodoscopes de déclenchement (R1-R4).

Nom	$z$ (cm)	Caractéristiques
MWPC1	615.8	448 fils par plan, $\varnothing = 134$ cm
R1	629.6	6×30 lattes de scintillateurs de 1.05-3.55 cm de largeur
MWPC2	684.1	512 fils par plan, $\varnothing = 153$ cm
P1	712.0	6×8 éléments de scintillateurs de 2.73-13.65 cm de largeur
MWPC3	748.7	576 fils par plan, $\varnothing = 172$ cm
R2	761.0	6×30 lattes de scintillateurs de 1.25-3.85 cm de largeur
MWPC4	818.2	640 fils par plan, $\varnothing = 192$ cm
Aimant (ACM)	828.7-1311.7	Champ magnétique toroïdal
MWPC5	1347.2	1024 fils par plan, $\varnothing = 306$ cm
R3	1390.2	6×24 lattes de scintillateurs de 5.5 cm de largeur
MWPC6	1445.6	1088 fils par plan, $\varnothing = 326$ cm
MWPC7	1544.1	1152 fils par plan, $\varnothing = 345$ cm
MWPC8	1642.1	1216 fils par plan, $\varnothing = 364$ cm
Mur de fer	1676.3-1796.3	Absorbeur hadronique
R4	1800.7	6×32 lattes de scintillateurs de 5.5 cm de largeur
P2	1820.7	6×8 éléments de scintillateurs de 8.10-47.50 cm de largeur

TAB. 3.3 – Caractéristiques des différents éléments constituant le spectromètre à muons.

Les caractéristiques des différents éléments constituant le spectromètre à muons sont regroupées dans le tableau 3.3. Ces différents éléments sont décrits plus en détail ci-après.

### 3.9.1 Les absorbeurs hadroniques

Les muons peuvent provenir de la décroissance des pions et des kaons produits en abondance lors des collisions. Afin de ne pas confondre les muons issus de processus physiques d’avec des hadrons, il est nécessaire d’absorber la plus grande partie des hadrons le plus tôt possible avant leur désintégration. L’élimination des hadrons permet également de réduire le bruit de fond produit par la désintégration des mésons en  $\mu + \nu_\mu$ . Ceci est réalisé en positionnant un absorbeur hadronique suffisamment long ( $\sim \lambda_I$ ) entre la cible et le spectromètre à muons. Cependant les caractéristiques cinématiques des muons doivent être altérées le moins possible. En effet, la diffusion multiple coulombienne subie par les muons dans l’absorbeur hadronique contribue à détériorer la résolution du spectromètre à muons et provoque des problèmes d’identification des résonances. Dans le but de minimiser les conséquences de la diffusion multiple coulombienne un choix judicieux des matériaux s’impose. On doit privilégier les matériaux



qui ont une grande longueur de radiation  $X_0$ , c'est-à-dire ceux ayant un faible numéro atomique. Il nous faut donc trouver un compromis entre une petite longueur d'interaction  $\lambda_I$  et une grande longueur de radiation  $X_0$ . Ceci peut être réalisé en combinant plusieurs types de matériaux comme on peut le constater dans le tableau 3.4.

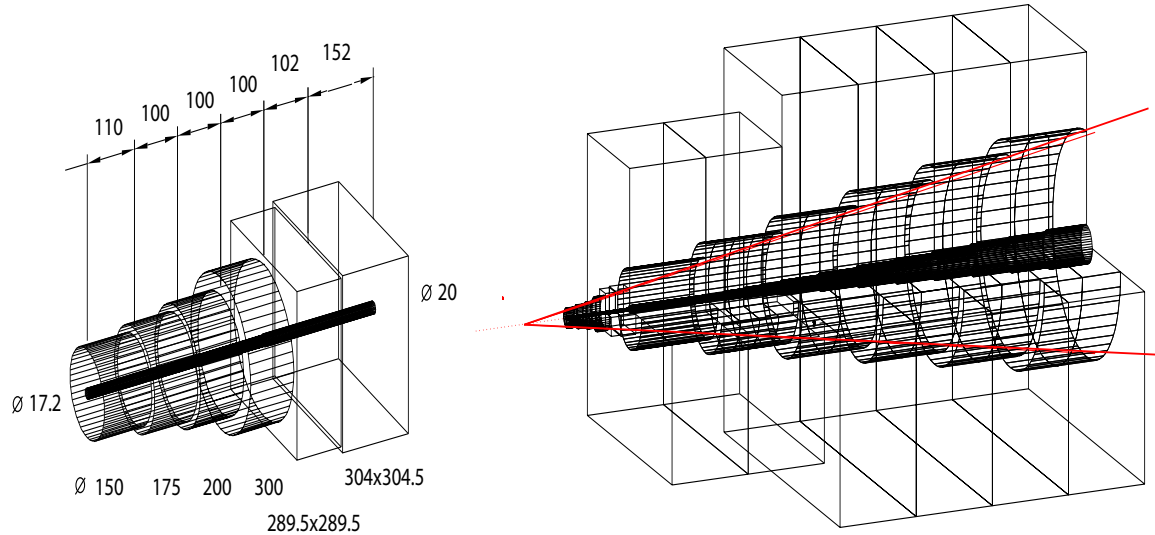


FIG. 3.18 – L'absorbeur hadronique est constitué de quatre tranches de BeO et de deux tranches de  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (à gauche), suivi de 440 cm de carbone et de 40 cm de fer (à droite).

Matériaux	Fonction	Longueur $L$ (cm)	$\lambda_I$ (cm)	$L/\lambda_I$	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$X_0$ (g/cm <sup>2</sup> )
BeO	Préabsorbeur	41	35.85	1.14	2.81	40.88
$\text{Al}_2\text{O}_3$	Préabsorbeur	25.4	32.65	0.78	3.52	27.84
C	Absorbeur principal	440	44.70	9.84	1.93	42.70
Fe	Absorbeur principal	40	16.76	2.38	7.87	13.84
U	Absorbeur principal	320	10.5	30.48	18.95	6.00
Fe	Mur de fer	120.0	16.76	7.16	7.87	13.84

TAB. 3.4 – Caractéristiques des matériaux constituant l'absorbeur hadronique lors de l'expérience In-In 2003.

Le préabsorbeur constitué de rondelles d'oxyde de béryllium BeO sur  $\sim 41$  cm et d'oxyde d'aluminium  $\text{Al}_2\text{O}_3$  sur 25.4 cm couvre un domaine en pseudo-rapacité de  $2.42 < \eta < 4.43$ . Il possède un trou central le long de l'axe du faisceau pour que les ions qui n'ont pas interagi dans la cible ainsi que les fragments du projectile puissent atteindre le ZDC.

La partie principale de l'absorbeur hadronique de longueur 4.8 m est située juste derrière le préabsorbeur. Celui-ci arrête les ions résiduels du faisceau, les fragments produits dans la collision, les hadrons émis très en avant et les ions qui n'ont pas interagi. Il est de forme conique autour de l'axe du faisceau. Il comprend un bloc d'uranium entouré par des cylindres de carbone (440 cm) et de fer (40 cm) permettant d'arrêter les particules émises à grands angles. Cet ensemble est complété à l'extérieur par un empilement de fonte et de béton. La figure 3.18 représente, à gauche, la première partie de l'absorbeur hadronique et, à droite, l'absorbeur complet.

Un mur de fer de 1.2 m d'épaisseur, est placé avant le dernier hodoscope de déclenchement (R4). Il a pour but d'éliminer les hadrons résiduels de grande énergie ayant réussi à franchir l'absorbeur frontal. Ce mur de fer étant situé en aval des chambres proportionnelles à fils, il n'affecte pas la résolution du spectromètre à muons.

### 3.9.2 L'aimant toroïdal (ACM)

L'aimant toroïdal ACM ("Air Core Magnet"), utilisé pour courber la trajectoire des muons, mesure 483 cm de longueur pour 154 cm de rayon. Il est situé à environ 10.5 m en aval de la cible. Celui-ci est de forme hexagonale et comprend six secteurs d'air de  $42^\circ$  et six secteurs de fer de  $18^\circ$ . Une représentation schématique de l'aimant toroïdal est montrée figure 3.19.

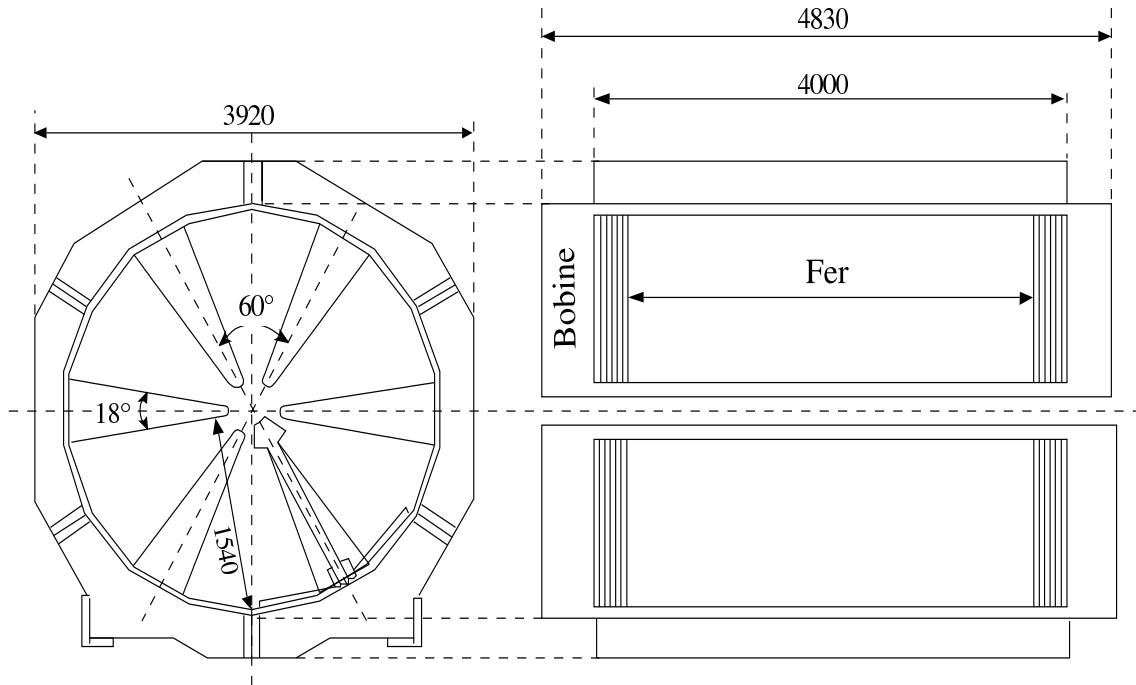


FIG. 3.19 – Vue de face et vue de côté de l'aimant toroïdal (ACM).

Un champ magnétique toroïdal est créé par six bobines entourant les secteurs de fer. Le champ magnétique est produit par un courant de 4000 A ou 6500 A en mode pulsé synchronisé avec le cycle de déversement du SPS. Le choix de ces courants est imposé par la physique envisagée :

- le courant de 4000 A est utilisé pour étudier les dimuons de basse masse. En effet, un champ magnétique réduit augmente l'acceptance des muons de faible impulsion tout en améliorant la précision de reconstruction des traces ;
- le courant de 6500 A est utilisé pour étudier la production des résonances  $c\bar{c}$ . En effet, un tel courant favorise la détection des muons de grandes masses tout en améliorant leur résolution en masse.

Le champ magnétique possède une dépendance en  $1/r$ , ce que l'on observe sur la carte de champ magnétique de l'aimant représentée figure 3.20, de la forme :

$$\vec{B}(r) = \frac{B_0}{r} \vec{u}_\phi \quad (3.3)$$

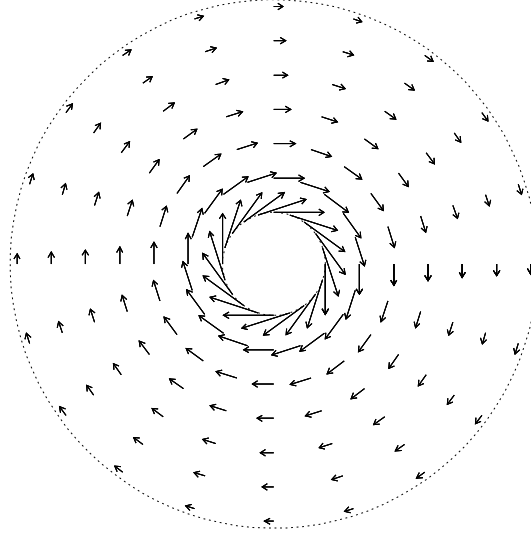


FIG. 3.20 – Carte de champ magnétique de l'aimant vue dans le plan transverse par rapport à l'axe du faisceau  $z$ .

où  $r$  est la distance à l'axe du faisceau,  $B_0$  est une constante dépendant de l'intensité du courant,  $\phi$  l'angle azimutal et  $\vec{u}_\phi$  un vecteur unitaire tangent au cercle de rayon  $r$ .  $B_0 = 0.219 \text{ T.m.}$  pour un courant de 4000 A.

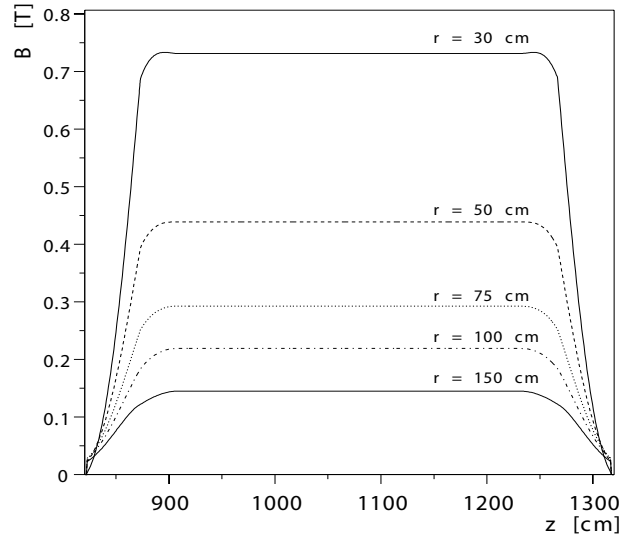


FIG. 3.21 – Profil de l'amplitude du champ magnétique toroïdal pour des distances par rapport à l'axe du faisceau allant de  $r = 30 \text{ cm}$  à  $r = 150 \text{ cm}$ .

L'axe de l'aimant toroïdal étant aligné avec l'axe du faisceau, l'angle polaire des muons change alors que leur angle azimutal reste le même. La dépendance en  $1/r$  du champ magnétique entraîne que l'angle de déflexion des muons est inversement proportionnel à leur impulsion transverse  $p_T$  :

$$\Delta\theta = \frac{qB_0}{p_T} \ln\left(\frac{z_s}{z_e}\right) \quad (3.4)$$

où  $q$  est la charge de la particule,  $z_e$  et  $z_s$  sont les distances séparant la cible des faces d'entrée et de sortie de l'aimant. La figure 3.21 représente l'amplitude du champ

magnétique de l'aimant dans les secteurs d'air pour différentes valeurs de la distance à l'axe du faisceau  $r$ . Afin de limiter les erreurs systématiques, la polarité du champ magnétique est régulièrement inversé pendant les prises de données.

### 3.9.3 Les hodoscopes de déclenchement

Le système de déclenchement repose sur quatre hodoscopes R1, R2, R3 et R4 de forme hexagonale. Chacun est divisé en six sextants de lattes de scintillateurs. Le nombre de lattes ainsi que leurs géométries sont regroupés dans le tableau 3.3. Les lattes sont disposées parallèlement au bord extérieur des sextants comme on peut le voir sur la figure 3.22 à gauche. Les lattes ont un temps de réponse beaucoup plus rapide que les chambres proportionnelles à fils permettant d'atteindre un taux de comptage de 10 MHz. Elles sont lues à chaque extrémité par un photomultiplicateur. Afin de minimiser les fluctuations en temps induites par le temps de parcours de la lumière ("jitter"), les lattes de R1 sont lues à une extrémité et celles de R2 à l'autre. Les fluctuations en temps sont ainsi réduites à 5-6 ns. Le temps  $t$  de l'interaction est alors pris comme le temps moyen de R1 et R2.

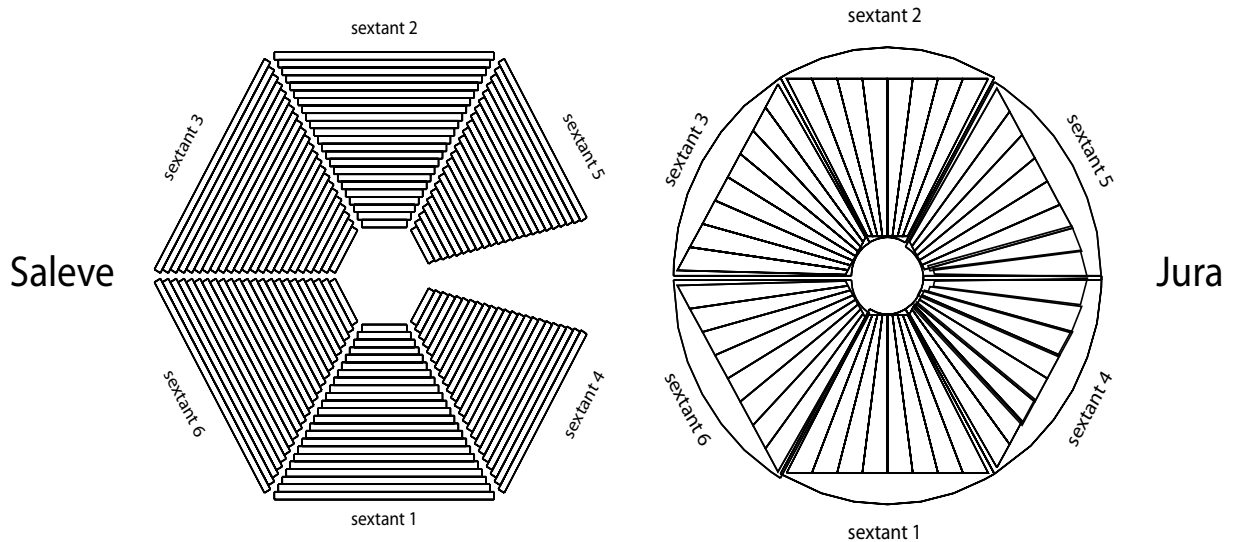


FIG. 3.22 – Lattes de scintillateurs des hodoscopes R3 (à gauche) et P1 (à droite).

Le déclenchement de l'acquisition ne doit se faire que sur des muons à l'exclusion des autres particules. Celui-ci n'a lieu que si une information est enregistrée sur l'hodoscope R4 situé derrière le mur de fer en aval de l'aimant toroïdal. En effet, seul un muon peut traverser le mur de fer sans être absorbé. Une fois ce critère satisfait, on doit s'assurer que les muons proviennent de la cible.

Les plans R1 et R2 sont placés entre l'absorbeur principal et l'aimant toroïdal et sont géométriquement homothétiques vis à vis de la zone cible. Les dimensions des lattes de plastiques augmentent linéairement avec la distance par rapport à l'axe pour ces deux hodoscopes. Cette géométrie permet d'assurer qu'une particule traversant les lattes  $R1^i$  et  $R2^i$  provient du vertex d'interaction. C'est en effet ce que l'on observe sur la figure 3.23. Une coïncidence des lattes  $R1^i$  et  $R2^{i-1}$  est également acceptée dans le système de déclenchement afin de tenir compte de la diffusion multiple.

Les hodoscopes R3 et R4 situés après l'aimant toroïdal sont composés de lattes de scintillateurs de même largeur (5.5 cm) et complètent le dispositif de déclenchement.

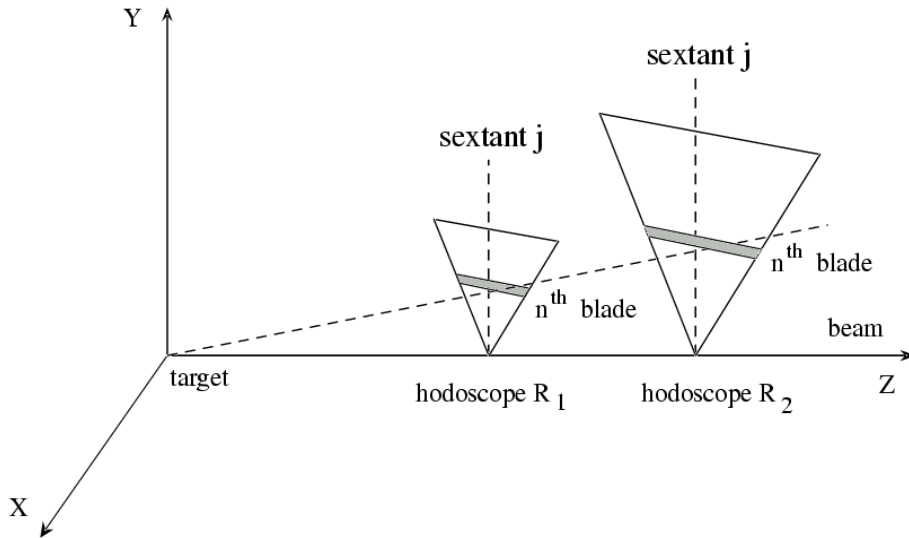


FIG. 3.23 – Représentation des hodoscopes R1 et R2 homothétiques par rapport au point cible permettant de créer la coïncidence  $V=R1 \times R2$ .

L'information  $V=R1 \times R2$ , combinée avec celle de l'hodoscope R4 et contrainte par celle de R3, valide une trace provenant de la cible.

Seuls les muons ayant une impulsion supérieure à 5 GeV/c pourront atteindre R4. Le signal de déclenchement à deux muons ("trigger dimuon") requiert le passage simultané de deux muons à travers deux sextants différents ayant chacun satisfait aux combinaisons R1 R2 R3 R4 autorisées.

L'hodoscope P1 est situé en amont de l'aimant toroïdal et l'hodoscope P2 est situé en aval du mur de fer après R4. Les lattes de scintillateurs de chaque sextant sont disposées radialement, comme le montre la figure 3.22 à droite, contrairement aux hodoscopes R. Ainsi, leur largeur augmente avec la distance à l'axe du faisceau. Ces deux hodoscopes permettent de mesurer l'efficacité de déclenchement associée à R1, R2, R3 et R4. Ces mesures sont indispensables pour pouvoir calculer la section efficace absolue de production du  $J/\Psi$  par exemple.

### 3.9.4 Les chambres proportionnelles à fils (MWPC)

La détermination de la trajectoire des muons ayant traversé l'absorbeur principal s'effectue grâce à deux ensembles de quatre chambres proportionnelles à fils MWPC ("Multi-Wire Proportional Chambers"). Les quatre premières (PC1-PC4) sont situées en amont de l'aimant toroïdal et les quatre autres (PC5-PC8) sont situées en aval. La taille transverse des chambres augmente avec la distance à la cible afin de couvrir l'acceptance angulaire définie par l'ouverture de l'aimant toroïdal (ACM). Chaque chambre proportionnelle à fils, de géométrie hexagonale, comprend trois plans de fils ( $U$ ,  $V$ ,  $Y$ ) distants de 2.2 cm les uns des autres et tournés de  $60^\circ$  les uns par rapport aux autres, comme on peut le voir sur la figure 3.24.

Chaque plan d'anode, constitué de fils de tungstène dorés de  $\sim 20 \mu\text{m}$  de diamètre et espacés de 3 mm, est situé entre deux plans de cathodes de graphite distants de 1.2 cm et porté à un potentiel d'environ -2800 V. La résolution spatiale est  $\sim 1 \text{ mm}$ .

Le volume actif de la chambre est rempli d'un mélange gazeux constitué de :

- 80% d'argon ;

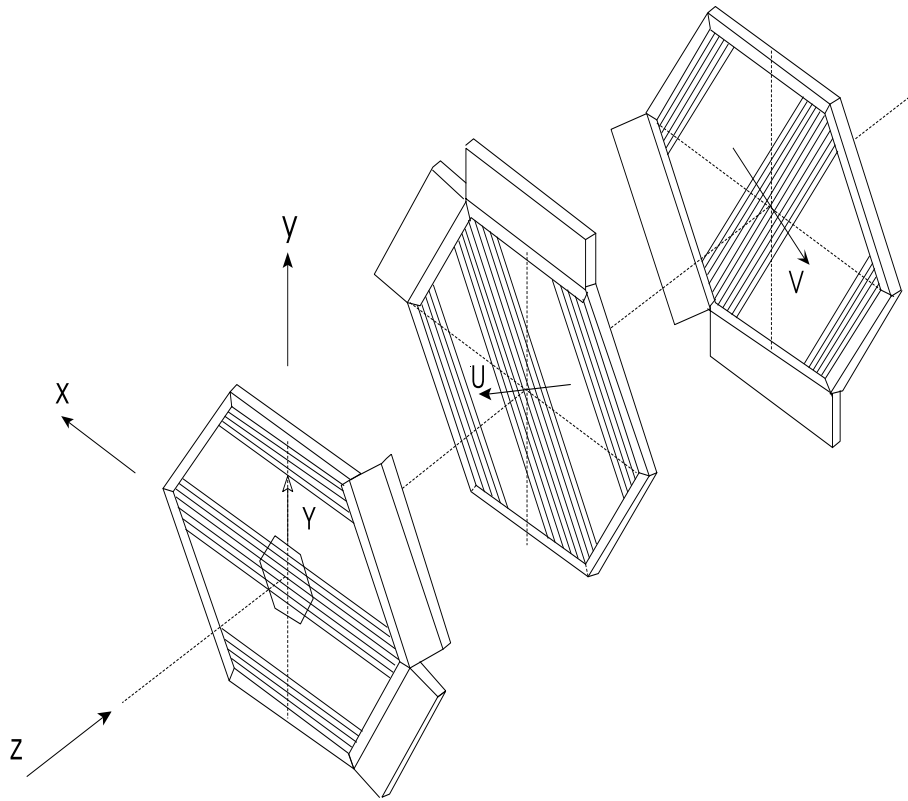


FIG. 3.24 – 3 plans ( $U$ ,  $V$ ,  $Y$ ) des chambres proportionnelles à fils (MWPC).

- 18% d'isobutane  $i - C_4H_{10}$  utilisé comme "quencher" ;
  - 2% de tétrafluoroéthane (nom commercial : R134a) utilisé comme gaz "nettoyant".
- Ce mélange gazeux permet d'atteindre une efficacité de 99%.

### 3.10 Architecture de l'acquisition

Le signal du "trigger" déclenche le cycle de lecture des différentes informations d'un événement. L'architecture du système d'acquisition est fondé sur le fait que le faisceau délivré par le SPS est pulsé. Pendant le déversement du faisceau, les données associées aux événements sont réparties dans chaque détecteur. Ceux-ci sont lus par l'électronique en utilisant des cartes PCI placées dans des PC appelés LDC ("Local Data Concentrators"). Les données sont stockées dans des mémoires locales. Le nombre de LDC nécessaire à la lecture des données dépend de la quantité d'informations délivrées. Les informations délivrées par le spectromètre à muons sont lues par un seul LDC alors que les données délivrées par le télescope à vertex (VT) sont lues par six LDC. Entre deux déversements, les données sont lues à partir des mémoires locales des divers cartes PCI puis stockées dans la mémoire principale des LDC. Les données des LDC sont ensuite collectées et rassemblées par un ou plusieurs PC appelés GDC ("Global Data Concentrator") pour reconstituer chacun des événements. Finalement les GDC envoient les événements sur le CDR ("Central Data Recording") au CERN. La figure 3.25 donne une représentation schématique de l'architecture d'acquisition de NA60. Le programme d'acquisition est basé sur l'environnement DATE [181, 182] ("Data Acquisition and Test Environnement") développé par l'expérience ALICE du CERN.

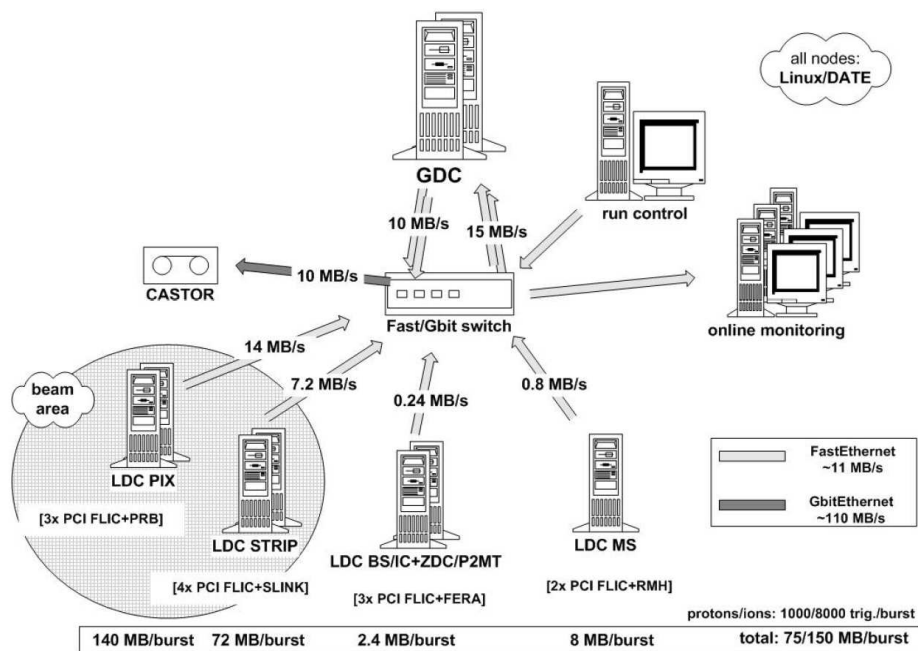


FIG. 3.25 – Représentation schématique de l'architecture d'acquisition.

## Chapitre 4

# Optimisation de la reconstruction des traces dans le VT

Au total  $10^{12}$  ions d'indium ayant une impulsion de 158 GeV/c par nucléon ont été déversés sur les cibles d'indium durant la période de prise de données à l'automne 2003. La probabilité d'interaction des ions incidents avec les cibles est de 15.9%. La figure 4.1 illustre la luminosité en terme d'intensité de faisceau intégrée (à gauche) et de quantité de données enregistrées (à droite).

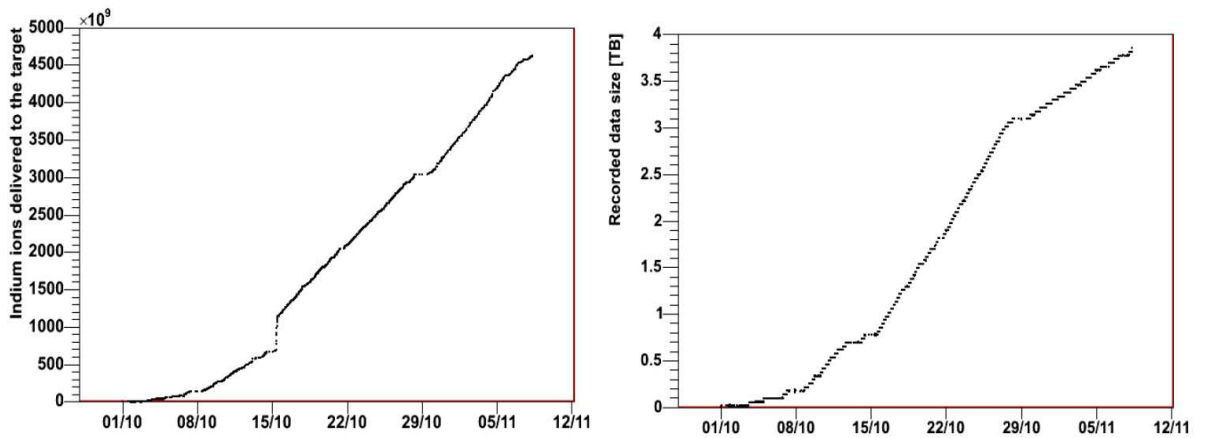


FIG. 4.1 – À gauche : intensité de faisceau intégrée enregistrée par NA60. À droite : quantité de données enregistrées lors de la période de prise de données.

Après la période d'acquisition, les données brutes collectées sont tout d'abord digitalisées puis reconstruites, événement par événement, à l'aide du logiciel na60root. Toutes les informations utiles provenant de chaque détecteur sont extraites durant la reconstruction : l'énergie des nucléons spectateurs mesurée dans le ZDC, les caractéristiques des traces dans le spectromètre à muons et le télescope à vertex, l'identification des muons, la masse invariante des paires de muons... Les informations enregistrées dans le télescope à vertex ont été reconstruites pour chacune des deux valeurs du courant dans l'ACM ( $\pm 6500$  A et  $\pm 4000$  A). Afin d'améliorer la qualité de reconstruction des traces dans le télescope à vertex (VT), un alignement précis des plans de pixels est nécessaire.

Dans la suite de ce chapitre seront décrites les méthodes de reconstruction des



données dans le spectromètre à muons et le télescope à vertex ainsi que les méthodes et la procédure d'alignement des plans de pixels du télescope à vertex.

## 4.1 Reconstruction des données

Dans cette partie est décrite la méthode de reconstruction des traces dans le spectromètre à muons et dans le télescope à vertex (VT). L'algorithme de détermination du vertex d'interaction ainsi que l'algorithme de mise en concordance des traces des muons du spectromètre à muons (PC) avec celles du télescope à vertex (VT) seront également décrits.

### 4.1.1 Reconstruction des traces dans le spectromètre à muons

Le dispositif expérimental constituant le spectromètre à muons est décrit à la section 3.9. On rappelle que chaque chambre proportionnelle à fils (MWPC) est constituée de trois plans de fils ( $U$ ,  $V$  et  $Y$ ) tournés de  $60^\circ$  les uns par rapport aux autres. Ces chambres proportionnelles à fils sont réparties en deux groupes de quatre :

- le télescope avant, situé avant l'aimant toroïdal ACM ;
- le télescope arrière, situé après l'aimant toroïdal ACM.

Le champ magnétique toroïdal courbe la trajectoire des particules à l'intérieur de l'aimant ACM lui-même, de sorte que les traces des muons reconstruites dans les deux télescopes sont des droites. Étant donnée la faible multiplicité de particules chargées après l'absorbeur hadronique, les données du spectromètre à muons sont les premières à être reconstruites. L'algorithme utilisé pour la reconstruction des traces dans le spectromètre à muons est celui développé pour l'expérience NA50 [183].

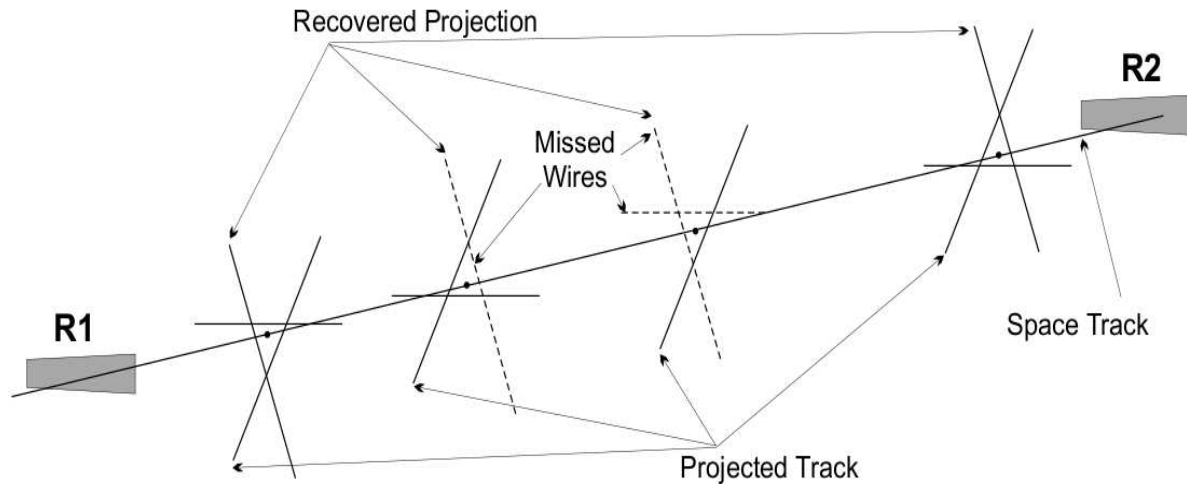


FIG. 4.2 – Schématisation de la construction de la trace ("Space Track") à partir des traces projetées ("Projected Track"). Les lignes en traits continus montrent les fils des chambres proportionnelles MWPC touchés, et les lignes en traits pointillés les fils des chambres proportionnelles MWPC manqués.

On commence par la reconstruction des traces dans le télescope arrière, en raison de leur plus faible multiplicité. Les principales étapes de la reconstruction des traces

dans le spectromètre à muons sont décrites ci-dessous :

- **Construction des traces projetées dans le télescope arrière** : dans un plan donné ( $U$ ,  $V$  ou  $Y$ ) on recherche les impacts (fils touchés) qui sont dans un plan commun aux autres chambres proportionnelles à fils (cf. figure 4.2). Si au moins trois chambres proportionnelles à fils MWPC sur les quatre sont touchées alors la projection de la trace est construite. Ceci est calculé pour chacune des trois projections séparément ( $U$ ,  $V$  et  $Y$ ).
- **Combinaison des traces projetées du télescope arrière pour former une trace dans l'espace ("Space Track")** : on détermine la ligne d'intersection de chaque paire de traces projetées ( $UV$ ,  $UY$  et  $VY$ ) puis on cherche le complémentaire  $Y$ ,  $V$  ou  $U$  de la trace projetée. Une coupure sur la distance entre ce plan et la ligne d'intersection obtenue est appliquée. L'ensemble des points ainsi obtenus, chacun composé par au moins un impact, est ajusté par une droite. Si, en extrapolant vers l'aimant ACM, la trace passe à travers l'un des six secteurs de fer, alors elle est rejetée ("iron cut"). De plus, les traces qui manqueraient un des hodoscopes R3 et R4 sont également rejetées.
- **Cas des traces avec des impacts manquants** : dans le cas où deux traces projetées sont identifiées mais où la troisième ne peut être reconstruite à cause d'un impact manquant dans deux chambres proportionnelles à fils MWPC, les impacts dans les plans  $Y$ ,  $U$  et  $V$  qui ne sont pas impliqués dans la construction de la trace projetée sont vérifiés. Si ces impacts sont assez proches du point d'intersection  $UV$ ,  $VY$  ou  $UY$  dans chaque chambre à fils, ils sont alors utilisés pour compléter la projection manquante  $Y$ ,  $U$  ou  $V$ .
- **Reconstruction des traces dans le télescope avant** : l'algorithme utilisé est le même que celui utilisé pour le télescope arrière. On rejette les traces qui n'ont pas d'impact dans les hodoscopes R1 et R2, ainsi que les traces dont l'extrapolation passe à travers l'un des six secteurs de fer de l'aimant ACM. La multiplicité de traces dans le télescope avant est plus grande que dans le télescope arrière. Ainsi, afin de réduire le temps de reconstruction des traces, les traces reconstruites dans le télescope arrière sont extrapolées au plan de déviation de l'aimant ACM puis extrapolées à partir de ce point au point d'interaction. Ceci définit une zone de recherche de la trace dans le télescope avant, appelée "route".
- **Association des traces reconstruites dans le télescope avant et le télescope arrière** : l'aimant ACM change seulement l'angle polaire des traces, leurs angles azimutaux restant inchangés. L'association des traces se fait en comparant leur angle azimutal et leur distance au centre de l'aimant ACM. Du fait de la présence du champ magnétique créé par l'aimant dipolaire PT7 dans la région cible, les particules chargées ont une composante non radiale de leurs impulsions. Ceci est à l'origine de deux effets :
  - l'un affecte l'association des traces reconstruites dans le télescope avant et le télescope arrière ;
  - l'autre affecte le déclenchement dimuon. En effet la trajectoire des muons peut être incurvée loin de la "route" définie précédemment, en particulier en ce qui concerne la coïncidence R1×R2.

Cependant l'effet induit par le champ magnétique de 2.5 T créé par l'aimant dipolaire PT7 sur la "route" est du même ordre de grandeur que le décalage induit par la diffusion multiple lors de la traversée de l'absorbeur hadronique par

les muons. Même pour les muons d'impulsion 5 GeV/c, le déplacement relatif entre les impacts sur R1 et R2 est de l'ordre de 3 mm, à comparer à la largeur radial des scintillateurs qui est environ de 12.5 mm. L'association des traces reconstruites dans le télescope avant et le télescope arrière n'est pas un problème, puisque les coupures pour réaliser l'association des traces sont déterminées à partir des données réelles. En principe, ces coupures devraient être déterminées indépendamment pour chaque combinaison de polarité ACM-PT7, mais ces effets sont négligeables, et une sélection unique est utilisée. Seules les associations de traces vérifiant les combinaisons R1R2R3R4 sont gardées.

- Une fois toutes les traces reconstruites, si deux ou plusieurs traces ont des fils en commun, seule la trace ayant le meilleur  $\chi^2$  d'ajustement et le meilleur  $\chi^2$  d'association des traces dans le télescope avant et le télescope arrière est conservée.

En combinant les traces reconstruites dans le spectromètre à muons avec les informations délivrées par les hodoscopes on rejette des traces. En effet, on garde seulement les traces qui ont traversé le détecteur durant le temps de lecture des hodoscopes de déclenchement ( $\sim 20$  ns), rejetant ainsi les traces des muons provenant de l'empilement d'interactions durant le temps de lecture des chambres proportionnelles à fils ( $\sim 80$  ns).

Les caractéristiques cinématiques des muons sont corrigées de la diffusion multiple et de la perte d'énergie dans l'absorbeur hadronique. La perte d'énergie des muons lors de la traversée de l'absorbeur hadronique est calculée en fonction de la longueur de radiation et de l'impulsion mesurée par le spectromètre à muons. L'angle des trajectoires des muons peut être corrigé de la diffusion multiple en utilisant un plan fictif de détection, appelé plan de Branson. La meilleure estimation pour mesurer l'angle polaire d'émission des muons à la cible, c'est-à-dire avant qu'ils ne traversent l'absorbeur hadronique, est donnée par l'angle que fait une droite joignant le point cible au point d'intersection de la trajectoire mesurée dans les chambres à fils avec ce plan.

#### 4.1.2 Reconstruction des traces dans le télescope à vertex (VT)

La reconstruction des traces dans le télescope à vertex (VT) consiste à rechercher les trajectoires d'un ensemble de traces à partir des coordonnées de celles-ci dans les divers plans de pixels. La méthode standard de reconstruction [184] a été comparée à la méthode d'analyse en composante principale [185, 186, 187], et se révèle être la plus précise et la plus rapide. Les performances de la méthode standard de reconstruction font qu'elle est adoptée pour la reconstruction des traces dans le télescope à vertex. Cette méthode schématisée sur la figure 4.3 est décrite ci-après.

Les 16 plans de pixels composant le télescope à vertex ont été regroupés en 11 stations. Ces stations regroupent 1, 2 ou 3 plans de pixels, comme indiqué dans le tableau 4.1. Ce regroupement permet de réduire le temps de calcul en réduisant le nombre de matrices à construire ainsi que leur taille.

Les stations sont réparties en deux types de groupes :

- les groupements obligatoires, où chaque groupe doit contribuer pour au moins un cluster à chaque trace. On appelle clusters un amas d'impacts de particules chargées sur le plan de pixels ;

Plan	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Station	1	2	3	4	5	6	7	8	8	8	9	9	10	10	11	11

TAB. 4.1 – Regroupement en 11 stations des 16 plans de pixels du télescope à vertex (VT) de l'expérience In-In 2003.

– les groupements optionnels, dont la contribution à la trace n'est pas obligatoire.

Un certains nombre de contraintes associées au vertex d'interaction (les cibles et les autres obstacles sur le passage du faisceau) sont définies. Chaque trace doit satisfaire à au moins une de ces contraintes.

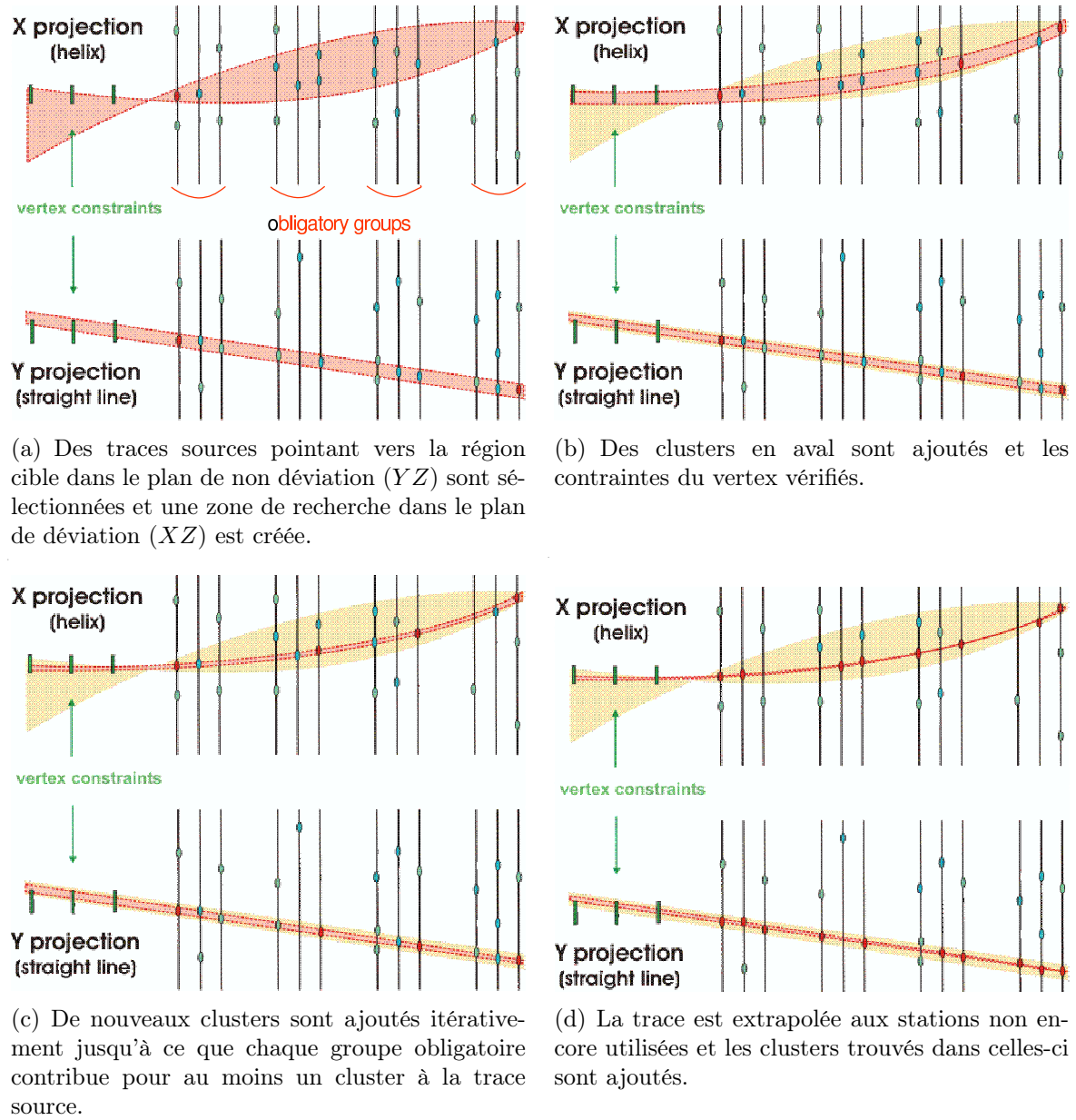


FIG. 4.3 – Les différentes étapes de la reconstruction des traces dans le télescope à vertex (VT).

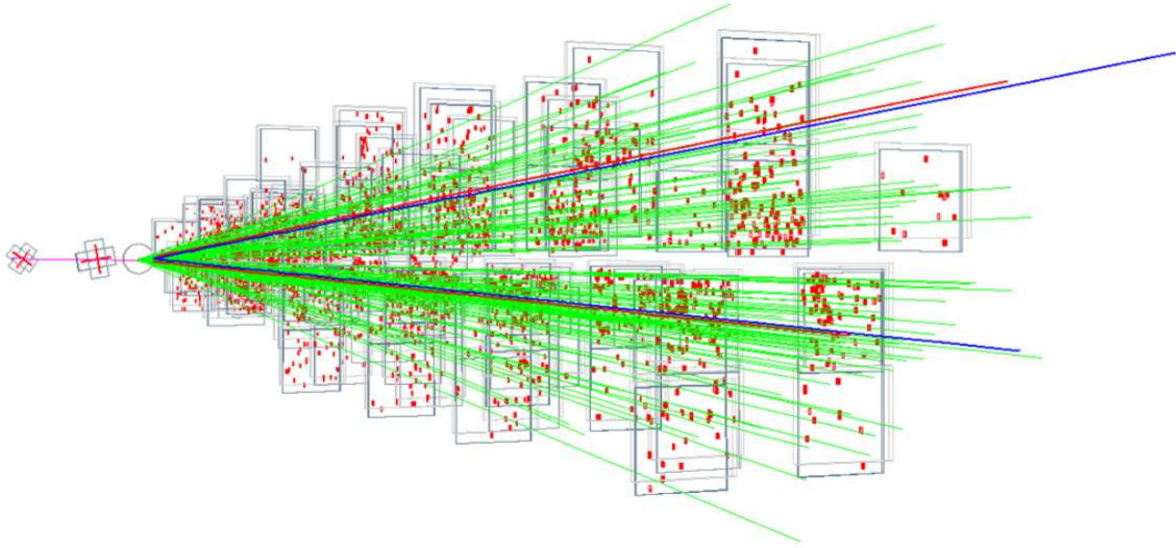


FIG. 4.4 – Exemple d'événement reconstruit dans le télescope à vertex et le détecteur de faisceau.

La reconstruction commence en créant une trace source utilisant des groupes de 3 clusters comme le montre la figure 4.3(a). Un cluster d'une des stations la plus en amont est associé à un cluster d'une des stations la plus en aval. Chaque paire de clusters est reliée par une droite suivant  $Y$  (plan de non déviation) dont la direction pointe vers la région cible. Si c'est le cas, l'algorithme de reconstruction définit une zone de recherche pour le troisième cluster. Cette zone est délimitée, dans le plan de déviation, par la courbure maximale des particules d'impulsion 1 GeV/c ayant une charge  $\pm 1$ . Si un nouveau cluster est trouvé, le triplet est ajusté par les modèles de trace suivants : une droite dans le plan (YZ) et une parabole dans le plan (XZ). Les traces sources vérifiant une coupure sur leur  $\chi^2$  d'ajustement sont extrapolées dans la région cible et comparées aux contraintes de vertex. Aux traces sources qui vérifient ces contraintes, de nouveaux clusters d'autres stations situés dans la zone de recherche peuvent être ajoutés, comme le montrent les figures 4.3(b), 4.3(c) et 4.3(d). Un cluster est ajouté si les critères suivants sont vérifiés :

- le  $\chi^2$  de l'ajustement de la nouvelle trace est inférieur à un certain seuil ;
- le  $\chi^2$  de la distance du cluster à la nouvelle trace ajustée est inférieur à un certain seuil ;
- la nouvelle trace extrapolée à la région cible doit être proche d'une des cibles.

La nouvelle trace ajustée doit avoir une impulsion supérieure à 1 GeV/c.

Une fois que chaque groupe obligatoire a contribué pour un cluster à la trace source, celle-ci est extrapolée à toutes les stations inutilisées de ces groupes, et la recherche des clusters continue pour ces stations restantes. Une fois cette recherche achevée, la trace est acceptée si elle est reconstruite à partir d'un nombre minimal de clusters. Au cas où il y aurait des plans inefficaces (groupes optionnels), la trace source obtenue est extrapolée vers ces stations et le cluster est ajouté si le  $\chi^2$  d'ajustement de la trace est inférieur à un seuil. Il est possible que les traces déterminées se partagent plusieurs clusters. Au-dessus d'un certain nombre de clusters partagés, seules les traces ayant le

plus petit  $\chi^2$  d'ajustement sont acceptées.

Les clusters utilisés dans une étape de la recherche ne participent pas aux étapes suivantes, diminuant ainsi la combinatoire et a fortiori le temps de calcul. La reconstruction complète des traces se fait en trois étapes :

1. Les traces ayant des clusters dans plusieurs stations sont reconstruites avec des critères rigoureux. Ces traces sont utilisées pour déterminer un vertex préliminaire qui servira de contrainte pour la reconstruction des autres traces.
2. Des traces courtes (conséquence de l'acceptance limitée du télescope à vertex) sont également reconstruites avec des critères moins stricts. Toutefois, ces traces doivent passer près des vertex préliminaires.
3. Les traces sont reconstruites avec des contraintes de vertex plus libres. Des traces ayant un décalage par rapport aux vertex sont alors reconstruites. Cela est nécessaire dans l'étude de la production de charme ouvert. Un seul cluster partagé par deux traces est autorisé.

Finalement, toutes les traces identifiées sont réajustées par un filtre de Kalman qui prend en compte les erreurs associées à la diffusion multiple. Ainsi on obtient une meilleure précision sur la cinématique et la matrice d'erreur des traces finales.

La figure 4.4 montre un exemple d'événement reconstruit dans le télescope à vertex et le détecteur de faisceau. De gauche à droite, on peut voir l'ion indium incident (en violet) et la première cible d'indium (en blanc). À partir du vertex d'interaction plusieurs traces sont reconstruites (en vert), dont deux ont été associées à des traces reconstruites dans le spectromètre à muons (en bleu). Les nombreux points rouges dans les plans de pixels du télescope à vertex et les lignes rouges dans les stations de trajectographie du détecteur de faisceau représentent respectivement les impacts des particules et de l'ion incident.

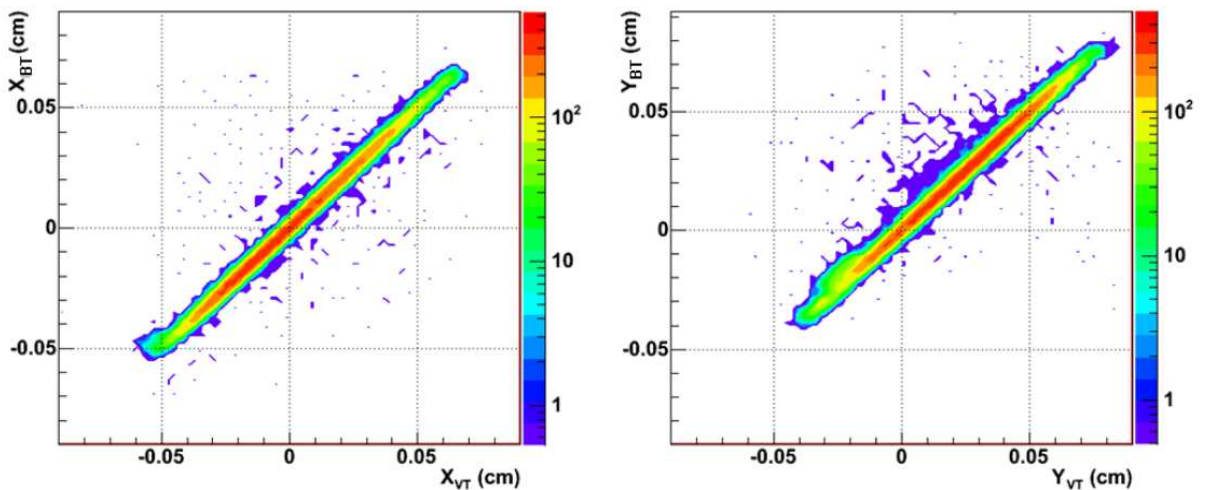


FIG. 4.5 – Corrélation entre les coordonnées transverses  $x$  (à gauche) et  $y$  (à droite) du vertex d'interaction déterminé à partir du détecteur de faisceau (BS) et du télescope à vertex (VT) [188].

La reconstruction des traces dans le détecteur de faisceau (BS) est triviale, étant donnée sa grande résolution en temps et un empilement quasi inexistant. Cependant la

zone couverte par les deux stations du détecteur de faisceau est légèrement inférieure à la taille transverses du faisceau : un certain nombre d'événements n'auront donc pas d'information délivrée par le détecteur de faisceau. Ceci n'est pas un problème pour la plupart des collisions In-In, la détermination du vertex d'interaction à partir des traces reconstruites dans le télescope à vertex est assez précise. On peut cependant vérifier la corrélation avec le détecteur de faisceau pour les événements dont l'information est disponible. Cette corrélation entre les coordonnées transverses du vertex d'interaction déterminé à partir du détecteur de faisceau et du télescope à vertex est représentée figure 4.5.

### 4.1.3 Détermination du vertex d'interaction

Les traces reconstruites dans le télescope à vertex sont utilisées pour déterminer les coordonnées du vertex d'interaction. Étant donnée la contamination par des traces fantômes (bruit de fond) et la possibilité de vertex multiples, la méthode standard des moindres carrés ne peut être utilisée. En effet, les résidus de la trace extrapolée à une position du vertex ne suivent pas une distribution gaussienne. On détermine alors les coordonnées du vertex d'interaction, en utilisant une technique itérative basée sur la méthode pondérée des moindres carrés proposée par CERES [178, 189]. Cette méthode est moins sensible à la contamination par les traces fantômes et permet la reconstruction de vertex multiples. Seules les traces ayant un certain nombre d'impacts et ayant été bien ajustées ( $\chi^2 < 2$ ) participent à la reconstruction du vertex. La méthode consiste à résoudre de manière itérative les équations :

$$\sum_i \omega_i^k \frac{1}{\sigma^2} e_i \frac{\partial e_i}{\partial x_v} = 0, \quad \sum_i \omega_i^k \frac{1}{\sigma^2} e_i \frac{\partial e_i}{\partial y_v} = 0, \quad \sum_i \omega_i^k \frac{1}{\sigma^2} e_i \frac{\partial e_i}{\partial z_v} = 0 \quad (4.1)$$

afin d'extraire les coordonnées du vertex  $(x_v, y_v, z_v)$ . Dans ces équations, la somme sur  $i$  boucle sur toutes les traces,  $\omega_i^k$  sont les poids à chaque itération  $k$  calculés à partir des résidus  $e_i$ . Le résidu  $e_i$  correspond à la distance de la trace  $i$  au vertex. On définit le résidu  $e_i^k$  d'une trace à une position du vertex  $z_v$  comme la différence entre les coordonnées transverses du vertex  $(x_v, y_v)$  et les coordonnées transverse de la trace en  $z_v$ , pondérées par la matrice de covariance  $\mathbf{S}$  :

$$e_i^k = \sqrt{\Delta x^2 S_{xx}^{-1} + \Delta y^2 S_{yy}^{-1} + 2\Delta x \Delta y S_{xy}^{-1}}. \quad (4.2)$$

Les poids  $\omega_i^k$  à chaque itération  $k$  sont obtenus à l'aide de la relation :

$$\omega_i^k = \begin{cases} \left(1 - \left(\frac{e_i^k}{c_T \sigma^{k-1}}\right)^2\right)^2 & \text{si } |e_i^k| \leq c_T \sigma^{k-1} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$$

où  $c_T$  est appelée constante de "Tukey" [189]. Le paramètre  $\sigma$  est déterminé à partir des poids et des résidus de l'itération précédente  $k-1$ , par la relation :

$$\sigma^{k-1} = \sqrt{\frac{\sum \omega_i^{k-1} (e_i^{k-1})^2}{\sum \omega_i^{k-1}}}. \quad (4.3)$$

Afin d'optimiser la résolution sur la position en  $z$  du vertex on doit prendre une valeur de la constante de "Tukey"  $c_T \sim 3.0$  [189]. L'itération s'arrête lorsque la différence entre les positions en  $z$  de deux vertex consécutifs est inférieure à  $10 \mu\text{m}$ . Les traces ayant des résidus trop grands ne sont pas attachées au vertex identifié. Une fois le vertex identifié, la recherche d'un nouveau vertex recommence en excluant les traces déjà utilisées pour l'identification du vertex précédent. Lorsque tous les vertex ont été identifiés, la dernière étape consiste à attacher, lorsque c'est possible, les traces non retenues initialement pour la recherche du vertex à celui des vertex trouvés. La figure 4.6(a), à gauche, représente la distribution de la coordonnée longitudinale des vertex finalement sélectionnés par l'algorithme. On observe que toutes les cibles d'indium sont parfaitement identifiées.

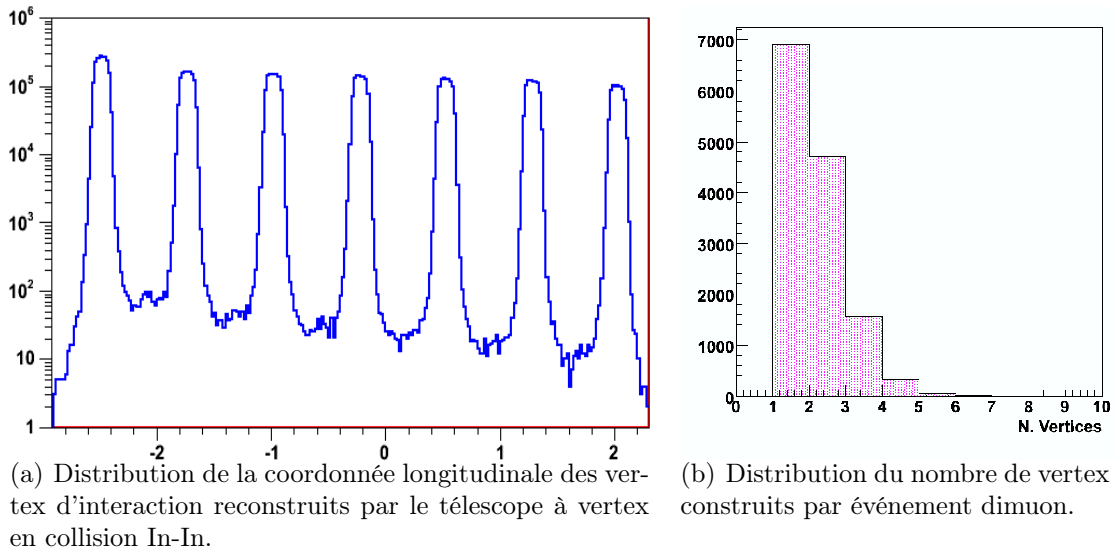


FIG. 4.6 – Reconstruction des vertex d'interaction dans le télescope à vertex lors de l'expérience In-In à  $158 \text{ GeV}/c/\text{nucléon}$  de 2003.

La figure 4.6(b), à droite, représente le nombre de vertex reconstruits par événement dimuon. On constate que  $\sim 50\%$  des dimuons ont 1 vertex,  $\sim 35\%$  en ont deux et  $\sim 15\%$  en ont trois.

On définit la qualité d'un vertex, notée  $Q_{vtx}$ , à partir du carré de la distance moyenne pondérée dans le plan transverse ( $\chi^2$ ) de l'extrapolation des  $N$  traces attachées à ce vertex par rapport sa position longitudinale :

$$Q_{vtx} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \chi_i^2 \quad (4.4)$$

Plus cette quantité est petite et plus la qualité du vertex est bonne. Pour être validé, un vertex doit avoir une valeur de  $Q_{vtx}$  inférieure à 15. Ce critère permet généralement de valider le meilleur vertex. Pour les autres vertex, d'autres critères sont nécessaires.

La figure 4.7 montre la dispersion entre la position transverse du vertex ajusté et les prédictions du détecteur de faisceau en fonction du nombre de traces associées au vertex. En supposant que la résolution du détecteur de faisceau est constante ( $\sigma_{BS} =$



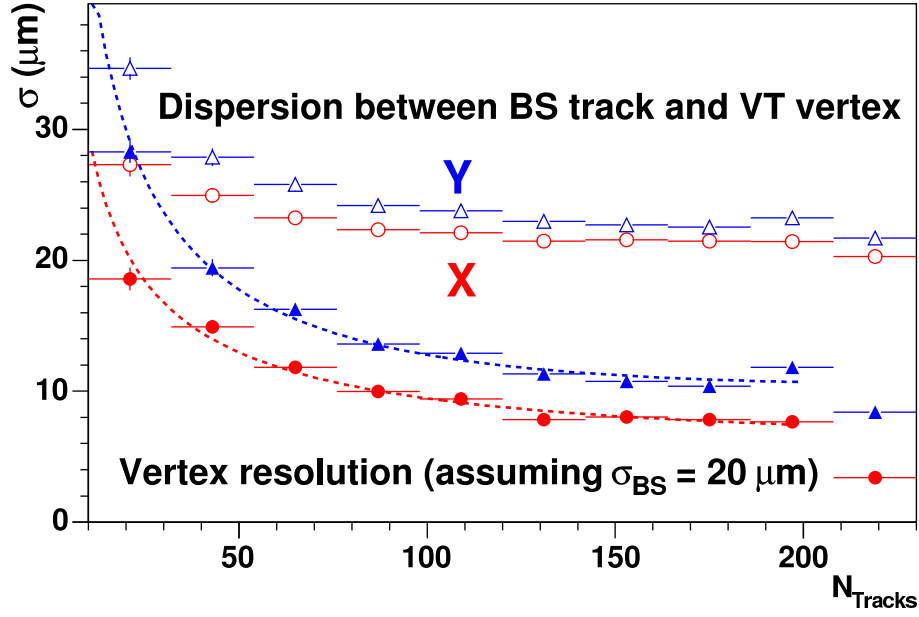


FIG. 4.7 – Résolution du vertex d'interaction dans le plan transverse en fonction de la multiplicité de traces émises lors de l'interaction ( $N_{Tracks}$ ) : dispersion entre le détecteur de faisceau et le télescope à vertex (symboles ouvert) et résolution intrinsèque du télescope à vertex (symboles plein) [192].

20  $\mu\text{m}$ ), la figure 4.7 montre également la résolution intrinsèque du télescope à vertex : inférieur à 10  $\mu\text{m}$  suivant  $X$  (plan de déviation) et 15  $\mu\text{m}$  suivant  $Y$  (plan de non déviation).

#### 4.1.4 Mise en concordance des traces entre le télescope à vertex et le spectromètre à muons

La technique de mise en concordance entre les traces du télescope à vertex (VT) et celles du spectromètre à muons (PC) est décrite dans la référence [178]. La mise en concordance est réalisée en comparant la courbure (inverse de l'impulsion transverse) et les pentes (angles) de chaque trace. Pour cela on calcule le  $\chi^2_{match}$  de mise en concordance :

$$\chi^2_{match} = \frac{(k_x^{VT} - k_x^{PC})^2}{\sigma_{k_x^{VT}}^2 + \sigma_{k_x^{PC}}^2} + \frac{(k_y^{VT} - k_y^{PC})^2}{\sigma_{k_y^{VT}}^2 + \sigma_{k_y^{PC}}^2} + \frac{(c^{VT} - c^{PC})^2}{\sigma_{c^{VT}}^2 + \sigma_{c^{PC}}^2} \quad (4.5)$$

où  $k_{x,y}$  sont les pentes dans les directions  $x$  et  $y$ ,  $c$  est la courbure de la trace et  $\sigma_{k_{x,y},c}$  sont les erreurs correspondantes. Les éléments non-diagonaux de la matrice d'erreurs sont aussi pris en compte dans la définition du  $\chi^2$ . Seules les traces du télescope à vertex ayant une charge identique et des caractéristiques voisines du muon sont analysées. Ainsi il peut y avoir plusieurs candidats VT lors de l'association. Seuls les candidats à la mise en concordance ayant un  $\chi^2_{match}$  inférieur à un certain seuil sont gardées puis un ajustement global utilisant les informations données par le spectromètre à muons et le télescope à vertex pour les deux traces est réalisé à l'aide d'un filtre de Kalman. Ensuite chaque paire de candidats est stockée comme un VT dimuon. Cette technique de mise en concordance génère des fausses associations de traces ("fake matches") à

l'origine d'un bruit de fond. Dans les collisions les plus centrales on associe au maximum 3 traces VT à un muon PC.

La figure 4.8 de gauche montre la distribution du  $\chi^2_{match}$  pour les mises en concordance des bonnes et des mauvaises ("fake matches") associations de traces. La distribution pour les mauvaises associations de traces est obtenue en corrélant les traces de muons du spectromètre à muons d'un événement avec celles du télescope à vertex d'un autre événement. La figure 4.8 de droite montre le rapport signal sur bruit de fond ainsi que la fraction du signal en fonction de la valeur de la coupure appliquée sur le  $\chi^2_{match}$ .

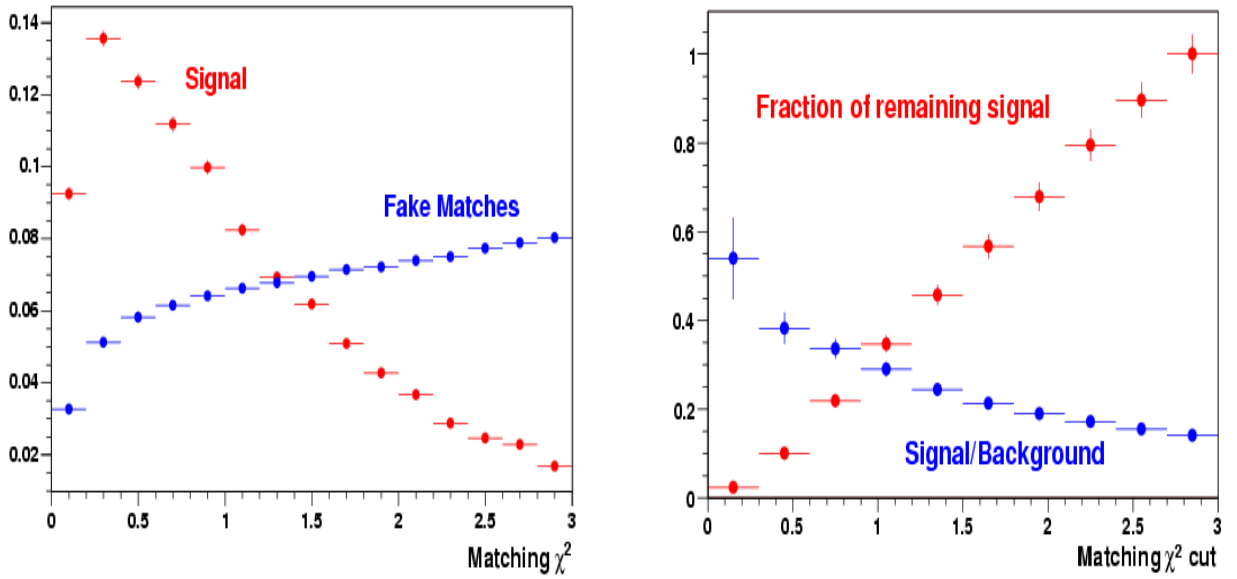


FIG. 4.8 – À gauche : distribution du  $\chi^2_{match}$  pour les mises en concordances des bonnes et des mauvaises ("fake matched") associations entre le muon et la trace issue du télescope à vertex. À droite : rapport du signal dimuon sur le bruit de fond et fraction du signal restant en fonction de la coupure appliquée sur le  $\chi^2_{match}$  [191].

Cette association de traces permet d'améliorer la résolution en masse des mésons vecteurs  $\omega$ ,  $\phi$  de  $\sim 80 \text{ MeV}/c^2$  à  $\sim 20 \text{ MeV}/c^2$  comme on peut le voir figure 4.9, de réduire le bruit de fond combinatoire provenant de la désintégration des pions  $\pi$  et des kaons  $K$  et de mesurer le décalage ("offset") des dimuons c'est-à-dire la distance entre le vertex d'interaction de la collision et le point d'émission du muon [190, 191]. Pour l'étude du  $J/\Psi$  l'effet est moins important, les muons de grande impulsion issus de la désintégration du  $J/\Psi$  ne sont pas affectés par l'effet de diffusion multiple lors de leur traversée de l'absorbeur hadronique. Cependant une amélioration de la précision de la détermination du vertex de désintégration du  $J/\Psi$  est observée, en particulier dans la plupart des collisions périphériques. La figure 4.9 représente la distribution en masse du bruit de fond combinatoire et du signal dimuon après soustraction du bruit de fond combinatoire avant (haut) et après (bas) l'association des traces du télescope à vertex et du spectromètre à muons. La figure 4.9 en bas a été obtenue en utilisant les traces ayant un  $\chi^2_{match} < 1.5$  sans que le bruit de fond lié aux fausses associations de traces soit soustrait. De plus, il a été imposé que le vertex de désintégration du  $J/\Psi$  coïncide avec

le vertex de l'interaction. Cette contrainte dégrade les caractéristiques cinématiques des muons non-prompts et explique la forme plate du bruit de fond combinatoire après association des traces du télescope à vertex et du spectromètre à muons à haute masse. Hormis cet effet, le signal dimuon après soustraction du bruit de fond combinatoire est correct.

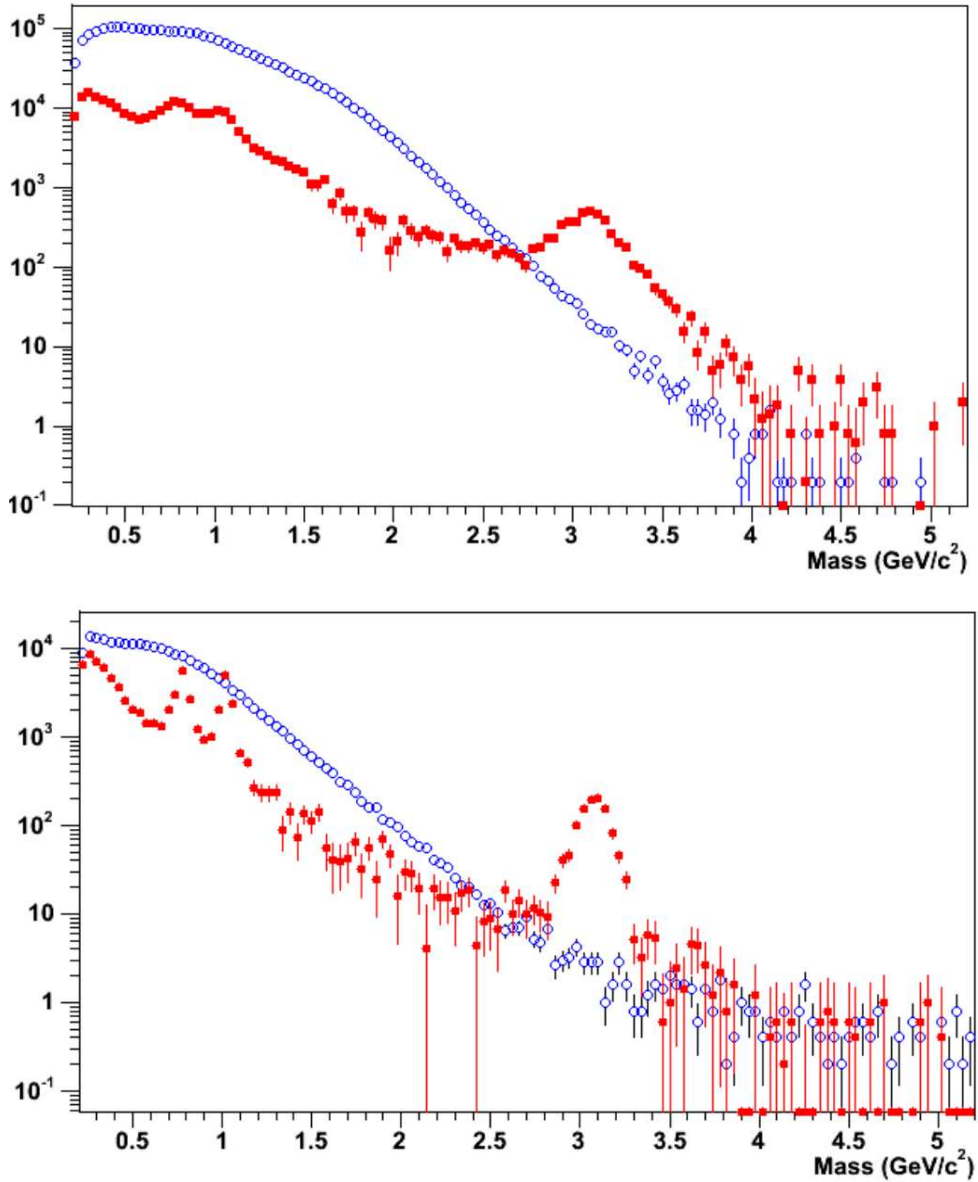


FIG. 4.9 – Distributions en masse du bruit de fond combinatoire (cercles bleu) et du signal dimuons après soustraction du bruit de fond combinatoire avant (en haut) et après (en bas) association des traces du télescope à vertex (VT) et celles du spectromètre à muons (PC) [188].

## 4.2 Alignement des plans de pixels du VT

### 4.2.1 Introduction

Pour rappel, le télescope à vertex est formé de 16 plans de trajectographie, dont chacun est constitué de puces (cf. paragraphe 3.6). Chaque puce est constituée d'une matrice de  $32 \times 256$  pixels de silicium de surface  $425 \times 50 \mu\text{m}^2$  et d'épaisseur  $300 \mu\text{m}$ . Compte-tenu des dimensions des pixels, un alignement précis des plans de pixels du télescope à vertex est indispensable. En effet, l'analyse des données de NA60 requiert une connaissance précise de la position du vertex primaire de l'interaction ainsi que celle des variables cinématiques des particules chargées.

Lors des prises de données aucun système d'alignement des plans de pixels n'a été exploité. Cependant, lors des interventions sur le télescope à vertex, un alignement des plans de pixels en l'absence de champ magnétique PT7 a été réalisé, ceci pouvant modifier la géométrie du télescope à vertex (VT). C'est une raison supplémentaire qui justifie un alignement des plans de pixels du télescope à vertex (VT).

Deux méthodes d'alignement ont été utilisées successivement :

- la méthode des résidus, utilisée pour éliminer les fausses traces et pour obtenir un alignement primaire ;
- l'ajustement global des moindres carrés, utilisé pour améliorer l'alignement primaire.

Ces deux méthodes sont décrites ci-après.

### 4.2.2 Méthodes d'alignement

#### 4.2.2.1 La méthode des résidus

Les événements de faibles multiplicités sont sélectionnés, c'est-à-dire ceux pour lesquels l'association des traces aux clusters est la plus facile. Dans les plans ( $XZ$ ) et ( $YZ$ ) les traces associées aux trajectoires des particules chargées ont été ajustées par des droites. On détermine alors la distribution des résidus pour chaque capteur des plans de pixels. Le résidu est la différence entre la valeur de la position mesurée et la valeur de la position attendue. Les déplacements des capteurs sont égaux aux décalages des centres des distributions des résidus par rapport aux positions attendues des capteurs. Ces positions attendues des capteurs sont corrigées de ces décalages dans un fichier qui contient la géométrie du télescope à vertex : c'est le fichier de "setup". La qualité de reconstruction des traces avec cette nouvelle géométrie corrigée devrait être améliorée.

Si nécessaire, l'étape décrite précédemment peut être réitérée, notamment jusqu'à ce que les mauvaises associations de traces aux clusters soient éliminées. Une telle itération peut converger rapidement et conduire à un alignement précis à condition que les traces proviennent toutes du même ensemble de capteurs et que ceux-ci n'aient pas subi de rotation. Cependant, dans le télescope à vertex, tous les capteurs sont touchés par des traces provenant de différents ensembles de capteurs, ce qui conduit à des distributions de résidus complexes. En effet, l'angle azimutal des capteurs varie légèrement, même parmi ceux situés sur un même plan, déformant les distributions des résidus. De plus, la position du capteur sur l'axe longitudinal (coordonnée  $Z$ ) n'est pas connue avec une bonne précision.

#### 4.2.2.2 L'ajustement global des moindres carrés

Suite à l'alignement primaire précédent, un ajustement global des moindres carrés est effectué fournissant les corrections finales de l'alignement. Un  $\chi^2$  global égal à la somme des  $\chi_t^2$  de chaque trace est calculé :

$$\chi^2 = \sum_{t=1}^{N_{traces}} \chi_t^2 \quad (4.6)$$

On suppose que chaque capteur  $s$  :

- est déplacé de  $\xi_s$  dans la direction  $X$  ;
- est déplacé de  $v_s$  dans la direction  $Y$  ;
- subit une rotation d'angle  $\phi_s$  autour de l'axe  $Z$  ;
- subit un agrandissement d'un facteur  $1 + \mu_s$  dans le plan  $(XY)$ .

L'agrandissement des capteurs dans le plan  $(XY)$  est non physique, mais est utilisé afin de reproduire les effets d'un déplacement suivant  $Z$ . Cet agrandissement est converti en un déplacement en  $Z$ . Le  $\chi_t^2$  est déterminé par la relation :

$$\chi_t^2 = \sum_{s \in t} \begin{pmatrix} x_s - f_x & y_s - f_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_{xx} & U_{xy} \\ U_{xy} & U_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_s - f_x \\ y_s - f_y \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

avec :

$$f_x = \xi_s + \phi_s (y_{0\phi} - y) + \mu_s (x - x_{0\mu}) + \alpha_{0t} + \alpha_{1t}\zeta + \alpha_{2t}M \quad (4.8)$$

$$f_y = v_s + \phi_s (x_{0\phi} - x) + \mu_s (y - y_{0\mu}) + \beta_{0t} + \beta_{1t}z_s \quad (4.9)$$

où on somme sur tous les capteurs qui ont été touchés par la trace  $t$ . Les différents paramètres ou termes qui apparaissent dans les équations précédentes 4.7, 4.8 et 4.9 sont définis ci-dessous :

- $x_s, y_s$  et  $z_s$  sont les coordonnées du cluster appartenant à la trace  $t$  sur le capteur  $s$  ;
- $\alpha_{0t}, \alpha_{1t}$  et  $\alpha_{2t}$  sont les paramètres d'ajustement de la trace  $t$  dans le plan  $(XZ)$ . En effet, dans ce plan  $(XZ)$  le champ magnétique produit par l'aimant dipolaire PT7 courbe la trajectoire des particules chargées, la trace correspondante est alors ajustée par une parabole ;
- $\beta_{0t}$  et  $\beta_{1t}$  sont les paramètres d'ajustement de la trace dans le plan  $(YZ)$ . Dans ce plan il n'y a aucun effet du champ magnétique dipolaire créé par l'aimant PT7, la trace correspondante est alors ajustée par une droite ;
- $\mathbf{U}$  est l'inverse de la matrice de covariance associée aux clusters du capteur  $s$  et à la trace  $t$  ;
- $\zeta = z_s - z_0$  est la distance en  $Z$  du cluster mesurée à partir d'un point arbitraire situé en  $z_0$  ;
- $M$  est défini par l'expression :

$$M = 2 \left( z_s \int_{z_0}^{z_s} B_y(Z) dZ + \int_{z_0}^{z_s} B_y(Z) Z dZ \right) \quad (4.10)$$

où  $B_y(Z)$  est la composante projetée sur l'axe  $Y$  du champ magnétique dipolaire créé par l'aimant PT7 ;

- $\Delta x_\mu = \mu(x - x_{0\mu})$  et  $\Delta y_\mu = \mu(y - y_{0\mu})$  sont les déplacements occasionnés par l'agrandissement d'un facteur  $1 + \mu_s$ .  $(x_{0\mu}, y_{0\mu})$  sont les coordonnées du point fixe de l'agrandissement ;
- $\Delta x_\phi = \phi(x - x_{0\phi})$  et  $\Delta y_\phi = \phi(y - y_{0\phi})$  sont les déplacements occasionnés par la rotation d'angle  $\phi_s$  et de centre  $0_\phi$  de coordonnées  $(x_{0\phi}, y_{0\phi})$ .

À noter que l'on peut réaliser l'alignement en considérant un plan et non les capteurs de façon individuelle. Pour cela il suffit de remplacer les capteurs par un plan dans la description précédente.

Afin d'obtenir les corrections  $\xi_s$ ,  $v_s$ ,  $\phi_s$  et  $\mu_s$  on minimise le  $\chi^2$  calculé précédemment. Pour cela on doit résoudre un système de  $4N_s + 5N_{traces}$  équations (environ  $10^4$ - $10^5$  équations) :

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \xi_s} = 0, \frac{\partial \chi^2}{\partial v_s} = 0, \frac{\partial \chi^2}{\partial \mu_s} = 0, \frac{\partial \chi^2}{\partial \phi_s} = 0 \quad s = 1 \dots N_s \quad (4.11)$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_{0t}} = 0, \frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_{1t}} = 0, \frac{\partial \chi^2}{\partial \alpha_{2t}} = 0, \frac{\partial \chi^2}{\partial \beta_{0t}} = 0, \frac{\partial \chi^2}{\partial \beta_{1t}} = 0 \quad t = 1 \dots N_{traces} \quad (4.12)$$

avec  $N_s$  le nombre de capteurs et  $N_{traces}$  le nombre de traces. Le problème peut être réduit en résolvant seulement  $4N_s$  équations (environ 350 équations). La méthode de résolution et de simplification de ce système d'équations est présentée dans la référence [192] et dans l'annexe B.

### 4.2.3 Procédure d'alignement

Comme on vient de le voir, le programme d'alignement minimise le  $\chi^2$  total des traces en ajustant les degrés de liberté autorisés. Ce programme nécessite en entrée les fichiers na60root des données reconstruites dans le télescope à vertex (VT) ainsi que les fichiers des données digitalisées correspondantes. Cela signifie qu'un premier alignement brut a déjà été réalisé avec un autre programme, de sorte que les données reconstruites contiennent la plupart des traces réelles. Les capteurs et/ou plans à aligner et les degrés de liberté autorisés pour chacun d'eux sont identifiés respectivement par :  $\text{PlaneID} \times 10 + \text{SensorID}$  et  $1000 + \text{PlaneID}$  ( $\text{PlaneID}$  est le numéro du plan et  $\text{SensorID}$  est le numéro du capteur). À droite de l'identification des capteurs et/ou des plans sont mentionnés les degrés de liberté :  $x$ ,  $y$ ,  $r$  et  $m$ . Si la mention  $x$ ,  $y$ ,  $r$  ou  $m$  n'apparaît pas, c'est que le degré de liberté est fixé. Pour rappel,  $x$  représente le déplacement dans la direction  $X$ ,  $y$  représente le déplacement dans la direction  $Y$ ,  $r$  représente la rotation autour de l'axe  $Z$  et  $m$  représente le déplacement en  $Z$ . Ci-dessous, un exemple de degrés de liberté fixés lors de l'analyse du run 6455 :

```
align : 1000 xyr 1001 1002 xyr 1003 xyr 1004 xyr 1005 xyr 1006 xyr 1007 xyr
align : 1008 xyr 1009 1010 xyr 1011 xyr 1012 xyr 1013 xyr 1014 y 1015 xyr
```

Tous les plans sont fixés en  $Z$ , les plans 1 et 9 sont entièrement fixes et le plan 14 est fixe en  $X$  et en  $R$ .

Seules les traces vérifiant les contraintes présentées ci-après sont utilisées lors de l'alignement des plans de pixels du télescope à vertex :

- les traces des particules chargées ayant une impulsion supérieure à 2 GeV/c sont utilisées dans l'analyse (ceci est ignoré en cas d'absence de champ magnétique créé par l'aimant dipolaire PT7).
- les traces ayant un  $\chi^2$  inférieur à 2 sont analysées.
- le nombre minimal de clusters par trace utilisé pour l'analyse est de 7.
- le nombre minimal de clusters associés à une trace traversant un capteur mentionné dans *align* (cf. exemple précédent pour le run 6455), permettant d'utiliser cette trace pour l'analyse est de 4.
- le nombre maximum de traces par événement permettant d'utiliser celui-ci dans l'analyse est de 300.

Tous les capteurs pris en compte dans le programme d'alignement (cf. *align*) doivent avoir des clusters associés aux traces utilisées pour réaliser l'alignement.

Le programme d'alignement génère en sortie :

- un fichier qui contient un histogramme des corrections suggérées par celui-ci, les distributions des résidus et du  $\chi^2$  des traces pour chaque capteur : ce sont les histogrammes de contrôle.
- un fichier contenant la nouvelle géométrie du détecteur. Celui-ci sera utilisé pour la reconstruction des traces dans le télescope à vertex.

Les différentes étapes, afin de réaliser et de vérifier le bon alignement des plans de pixels du télescope à vertex, se déroulent ainsi :

1. On contraint les degrés de liberté des plans. On fixe 3 plans en  $X$  (2 en l'absence de champ magnétique créé par l'aimant dipolaire PT7) et 2 plans en  $Y$ , en  $R$  et en  $M$ .
2. On obtient les corrections suggérées par l'algorithme d'alignement et les distributions des résidus pour chaque capteur avant et après alignement : résidus en  $X$  et  $Y$ , distributions du  $\chi^2$  des traces touchant ce capteur. Sur chaque histogramme sont mentionnées la position du pic du résidu ainsi que sa largeur (en  $\mu\text{m}$ ). L'axe horizontal est gradué en cm. Des exemples de tels distributions sont montrés sur les figures 4.10 et 4.11 pour le run 6455, et sur les figures 4.12 et 4.13 pour le run 6596. Le code couleur utilisé sur les figures 4.10 et 4.12 est le suivant :
  - rouge : corrections suggérées par l'algorithme d'alignement pour le plan considéré ;
  - vert : le plan est fixé.

On retrouve les degrés de liberté fixés précédemment pour le run 6455 (cf. figure 4.10).

3. Si tous les résidus sont corrects on adopte les corrections suggérées par l'algorithme d'alignement. On considère les résidus comme corrects si la position du pic est proche de zéro et si la distribution du résidu est symétrique.
4. On utilise alors le fichier "setup" contenant la nouvelle géométrie du détecteur pour l'alignement des runs qui suivent. Tant que les résidus des runs analysés sont corrects on utilise ce fichier "setup" pour la reconstruction des données de ceux-ci.
5. Lorsque les résidus obtenus ne sont plus corrects pour un run donné, on recommence la procédure à partir du point 1.

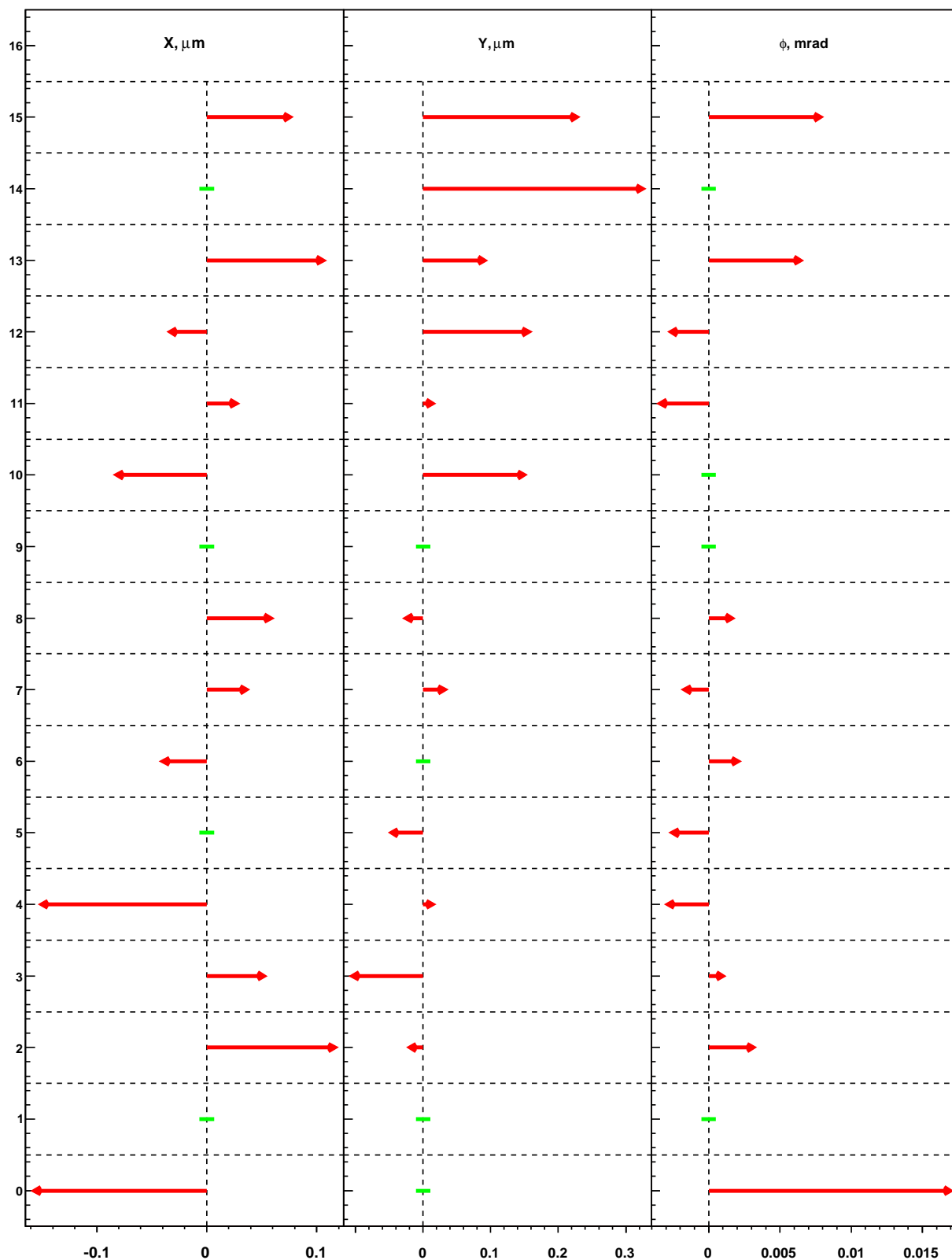


FIG. 4.10 – Corrections suggérées par l'algorithme d'alignement pour le run 6455 (ACM = -4000 A et PT7 = -900 A). En ordonnée les plans sont numérotés de 0 à 16 et en abscisse les valeurs des déplacements exprimés en  $\mu\text{m}$  (x, y et z) ou en mrad ( $\phi$ ).



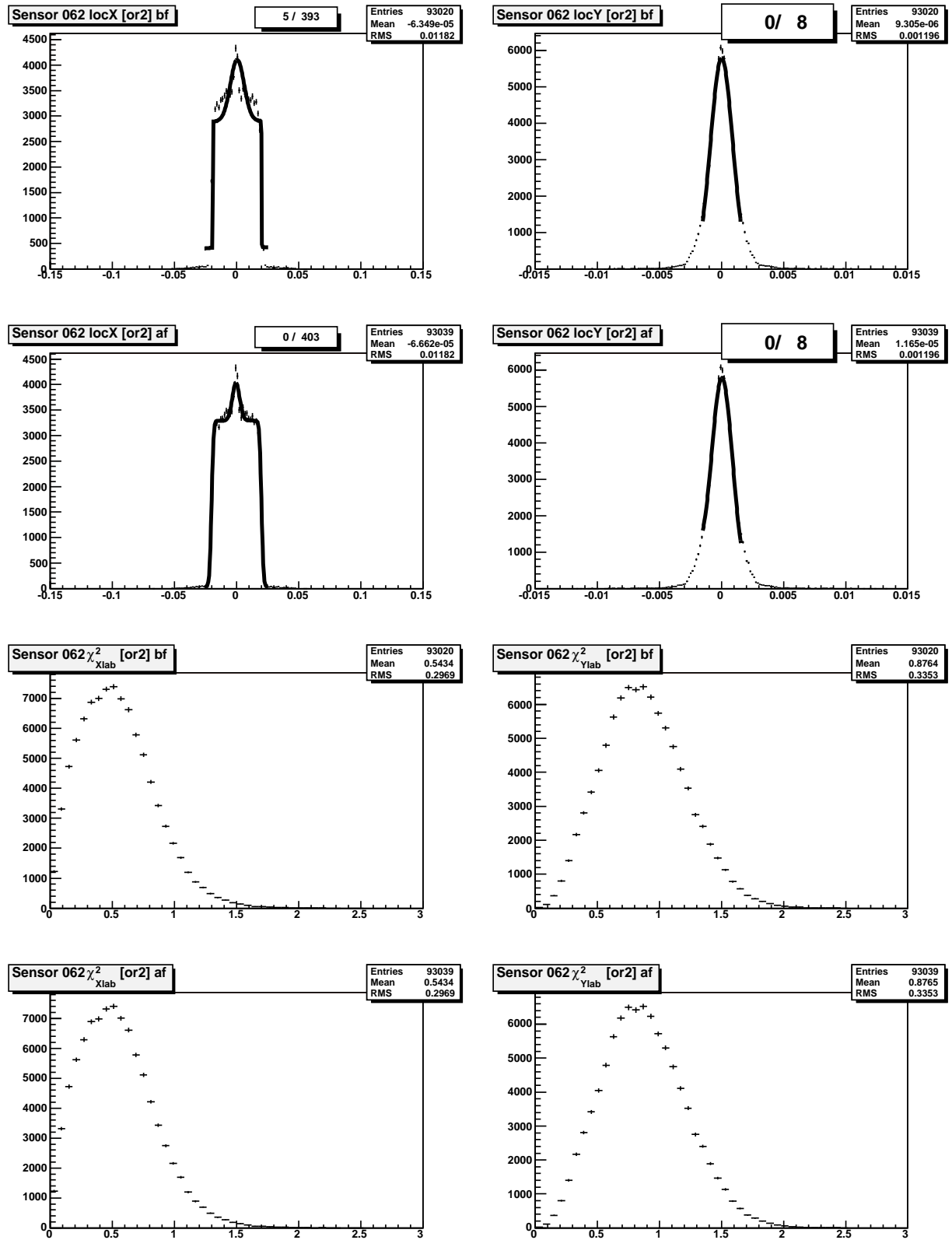


FIG. 4.11 – Exemple de distributions des résidus avant et après alignement pour le capteur 2 du plan 6 du run 6455 (ACM = -4000 A et PT7 = -900 A).

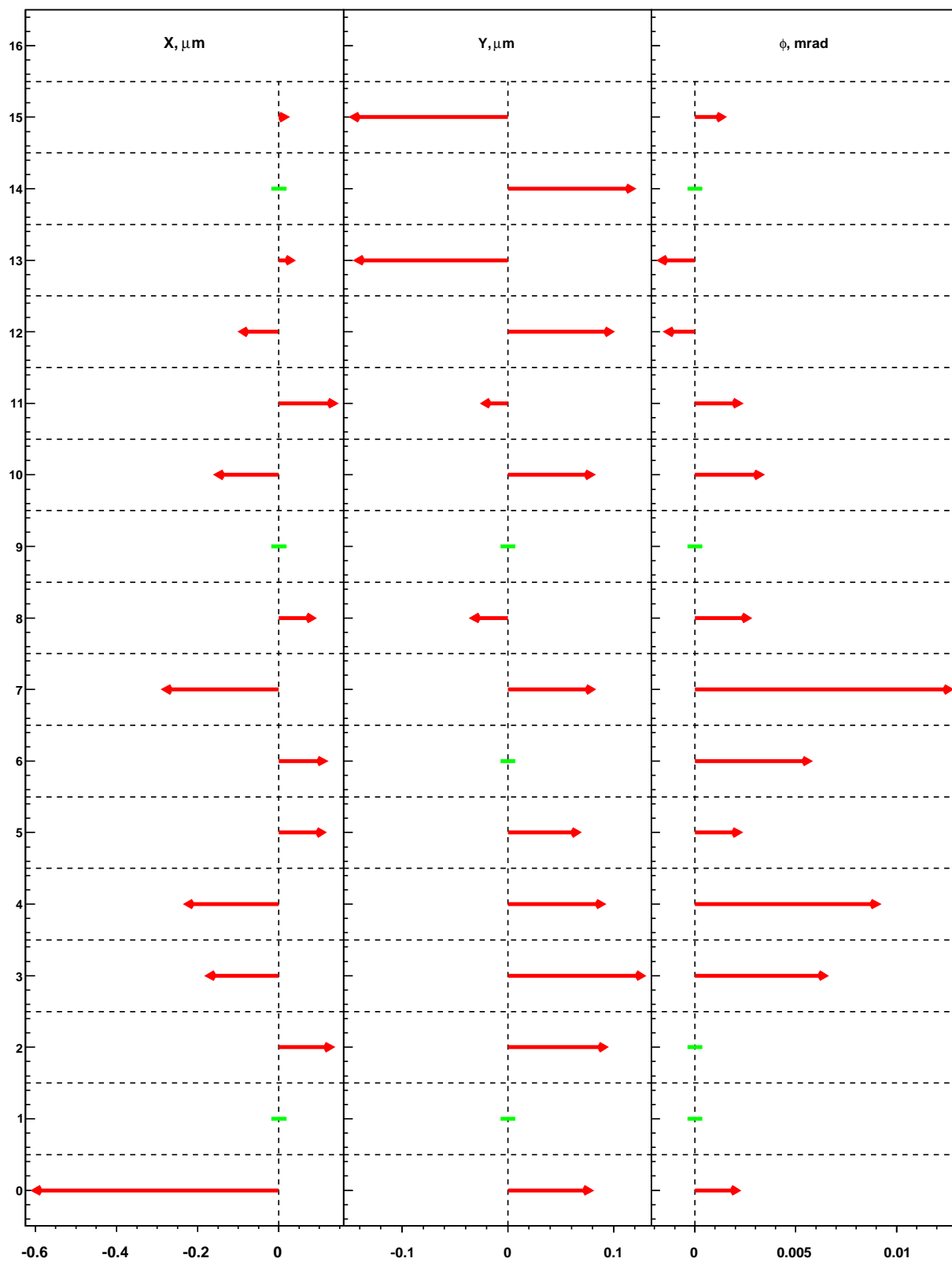


FIG. 4.12 – Corrections suggérées par l'algorithme d'alignement pour le run 6596 (ACM = -4000 A et PT7 = +900 A). En ordonnée les plans sont numérotés de 0 à 16 et en abscisse les valeurs des déplacements exprimés en  $\mu\text{m}$  (x, y et z) ou en  $\text{mrad}$  ( $\phi$ ).

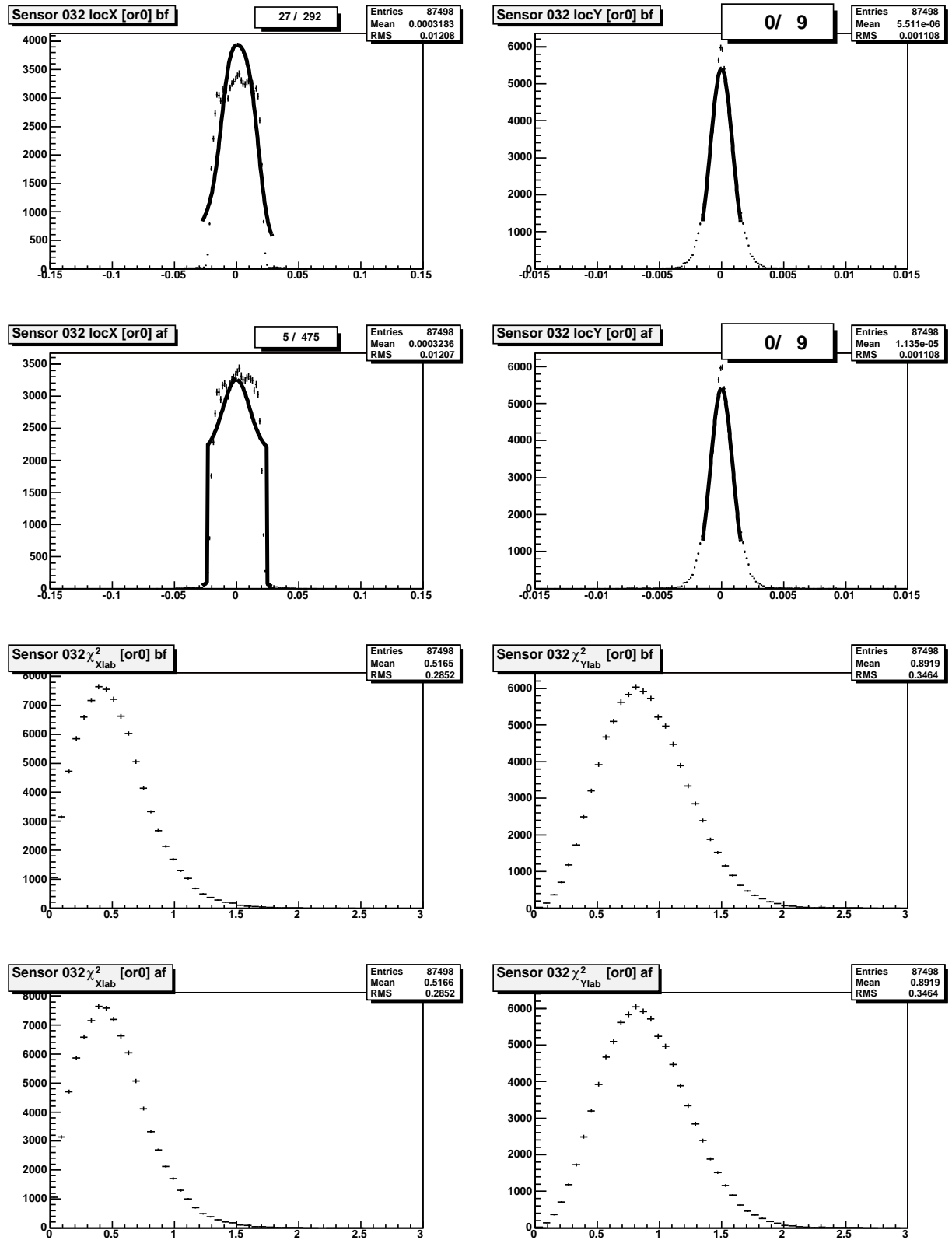


FIG. 4.13 – Exemple de distributions des résidus avant et après alignement pour le capteur 2 du plan 3 du run 6596 (ACM = -4000 A et PT7 = +900 A).

### 4.2.4 Conclusion

Les données In-In ont été reconstruites deux fois. La deuxième reconstruction (Prod2) a été réalisée après l'alignement présenté précédemment. Un meilleur alignement des plans de pixels a permis d'atteindre une précision de positionnement de quelques  $\mu\text{m}$ . La qualité de reconstruction des traces ainsi que celle de reconstruction des vertex a été améliorée, comme on peut le voir sur la figure 4.14. La qualité du vertex reconstruit est définie par la relation 4.4 présentée au paragraphe 4.1.3.

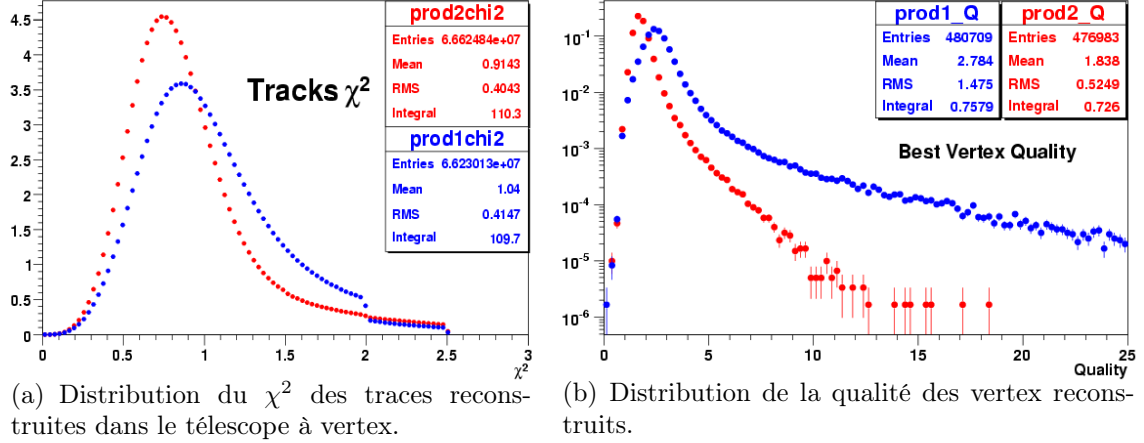


FIG. 4.14 – Qualité de la reconstruction des traces et des vertex reconstruits dans le télescope à vertex dans les collisions In-In à 158 GeV/c par nucléon. En bleu les données correspondant à la première reconstruction (Prod1) et en rouge les données correspondant à la deuxième reconstruction (Prod2).

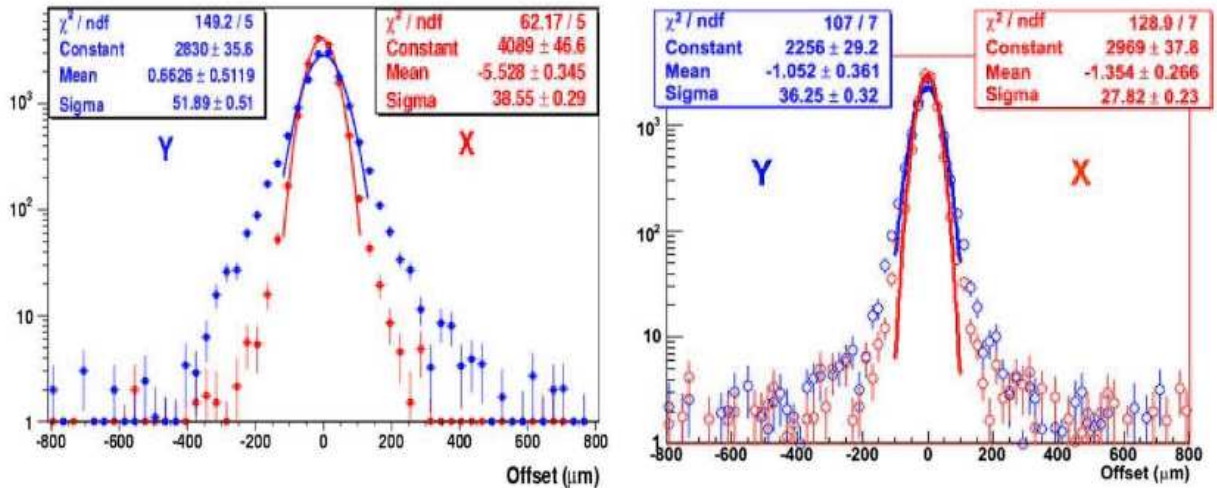


FIG. 4.15 – Distribution de la différence entre les coordonnées transverses du  $J/\Psi$  et des vertex d'interaction, avant (à gauche) et après (à droite) alignement des plans de pixels du télescope à vertex [190].

Afin d'évaluer la précision sur la détermination du vertex du dimuon on utilise la désintégration en dimuon du méson  $J/\Psi$ . Aux énergies du SPS les dimuons ne peuvent

pas provenir de la désintégration d'états liés  $b\bar{b}$ , ainsi tout les mésons  $J/\Psi$  (source prompte) se désintègrent au vertex d'interaction. La résolution du vertex du dimuon est déterminée à partir de la différence entre les coordonnées transverses du vertex de désintégration du  $J/\Psi$  et des vertex d'interactions, en utilisant les traces reconstruites dans le télescope à vertex. Cette différence ("offset") est montrée figure 4.15 avant (à gauche) et après (à droite) alignement des plans de pixels du télescope à vertex, pour les deux coordonnées transverses :  $X$  (plan de déviation) et  $Y$  (plan de non déviation). On constate une amélioration de la résolution d'environ 30% pour les deux coordonnées. Ceci permet de déterminer la nature de l'excès de la production de dimuons dans la région des masses intermédiaires observé précédemment par les expériences NA38/NA50 [190].

# Chapitre 5

## Analyse des données In-In à 158 GeV/c par nucléon

L'expérience NA50 a montré que la production de  $J/\Psi$  dans les collisions centrales Pb-Pb à 158 GeV/c par nucléon était plus faible que celle attendue à partir des mesures en collisions p-A (cf. paragraphe 2.7.3.2). La collaboration NA60 a proposé de vérifier que cette suppression anormale du  $J/\Psi$  existe aussi dans un système plus léger tel que In-In. Cette mesure a été envisagée pour tenter de mettre en évidence un effet de seuil dans la suppression du  $J/\Psi$  selon que ce dernier est produit directement ou à partir de la désintégration du  $\chi_c$ . De plus, la densité d'énergie, paramètre habituellement utilisé pour mesurer le seuil du QGP, n'est peut-être pas la bonne variable décrivant au mieux cette suppression anormale. Ainsi, ce changement de géométrie dans les collisions d'ions lourds pourrait apporter des indications sur la variable la plus à même pour décrire cette transition de phase. La figure 5.1 montre l'évolution de la longueur de matière nucléaire traversée  $L$  (fm) en fonction du nombre de participants  $N_{part}$  pour différents systèmes en collision (S-U, In-In et Pb-Pb). On voit que la corrélation entre ces deux variables n'est pas identique suivant le système étudié, ce qui pourrait permettre de mettre en évidence la variable la plus pertinente pour le QGP.

L'étude de la production du  $J/\Psi$  dans NA60 est réalisée comme dans les expériences NA38/NA50, c'est à dire en la comparant à la production du processus Drell-Yan. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de s'affranchir des erreurs systématiques comme par exemple l'efficacité des détecteurs ou les effets d'acceptance. Rappelons que cette étude peut être réalisée en utilisant les dimuons du spectromètre à muons "à la NA50" ou bien ceux reconstruits en corrélation avec le télescope à vertex (VT). Cependant la statistique des événements Drell-Yan à haute masse disponible avec NA60 est limitée, ainsi le nombre de tranches en centralité étudiées est faible. Pour pallier cette difficulté, une autre méthode d'analyse a été envisagée : celle-ci consiste à rapporter la distribution expérimentale d'un compteur de centralité (la multiplicité mesurée par le télescope à vertex) pour le  $J/\Psi$  à celle mesurée pour les événements de biais minimum normalisée aux nombres de collisions.

Dans ce chapitre, nous présenterons l'étude de la multiplicité mesurée par le télescope à vertex ainsi que l'étude de la production du  $J/\Psi$  dans les collisions In-In à 158 GeV/c par nucléon.

Les fichiers de données regroupent principalement des événements obtenus pour

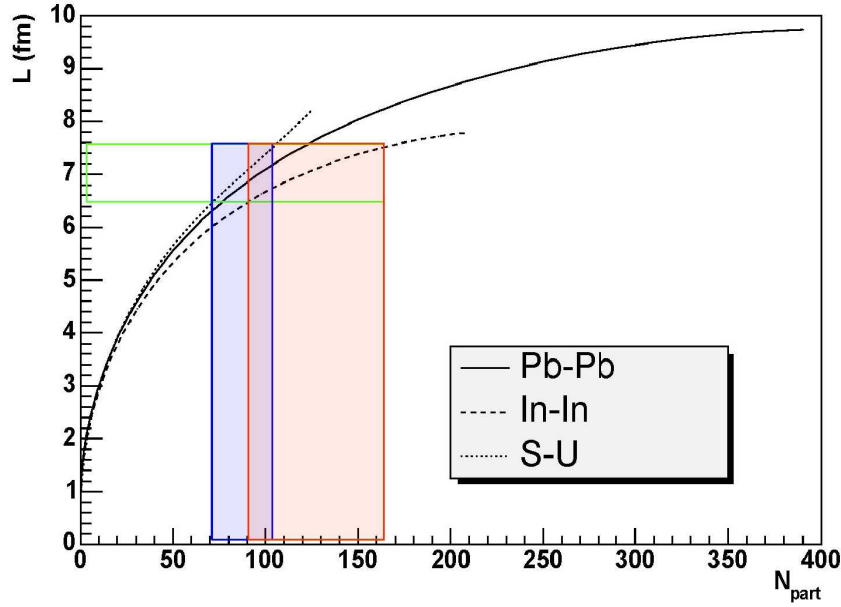


FIG. 5.1 – Évolution de  $L$  (fm) en fonction de  $N_{part}$  pour différents systèmes en collision : S-U, In-In et Pb-Pb [193].

20% avec le déclenchement de biais minimum (BS ou ZDC) et les 80% restants avec le déclenchement dimuon. Nous avons sélectionné les événements de biais minimum enregistrés par le déclenchement des plans arrières du BS (voir 3.4). Ces événements ont été utilisés pour l'étude de la multiplicité des traces. Après correction des effets d'acceptance liés aux multi-ciblettes utilisées, nous disposons ainsi d'une technique de mesure de la centralité indépendante du calorimètre à zéro degré (ZDC) utilisé jusque là. Une fois sélectionnées, ces mêmes données ont ensuite été analysées pour la fraction des événements ayant satisfait aux critères du déclenchement dimuon, ce qui permet d'étudier la dépendance du  $J/\Psi$  en fonction de la centralité.

## 5.1 Sélection des événements

Une sélection commune a été réalisée pour les événements de biais minimum et dimuons. Cette sélection est décrite dans les sections suivantes. Rappelons, comme il est mentionné au paragraphe 4.2.4, que les données In-In ont été reconstruites deux fois. La deuxième reconstruction, dénommée Prod2, a été obtenue suite à l'optimisation de l'alignement des plans de pixels du télescope à vertex. Cette optimisation a été présentée à la section 4.2. Dans la suite de l'analyse, tous les résultats seront relatifs aux données optimales obtenues après cette deuxième reconstruction.

### 5.1.1 Sélection des runs

Plusieurs niveaux de sélection ont été réalisés sur les données que nous avons utilisées, en particulier au niveau de la première reconstruction (Prod1). Ainsi, une première sélection générale concerne l'étude run par run, suivie d'une sélection burst par burst. Ces sélections assurent de bonnes conditions de prises de données et permettent de détecter par exemple :

- des problèmes techniques survenus sur un ou plusieurs détecteurs ;
- des instabilités de faisceau.

Les runs et bursts ont été sélectionnés aussi à partir des informations issues de la reconstruction, afin de s'assurer de la bonne qualité des données fournies par chacun des détecteurs utilisés dans l'analyse. Ainsi, une étude systématique de la valeur moyenne de la distribution en masse invariante des dimuons de signes opposés a été réalisée. Celle-ci a mis en évidence un comportement très stable dans le temps. De plus, les runs présentant des valeurs de courant instables ou différentes, pour ACM, de  $\pm 4000$  A et pour PT7, de  $\pm 900$  A, ont été éliminés de l'analyse.

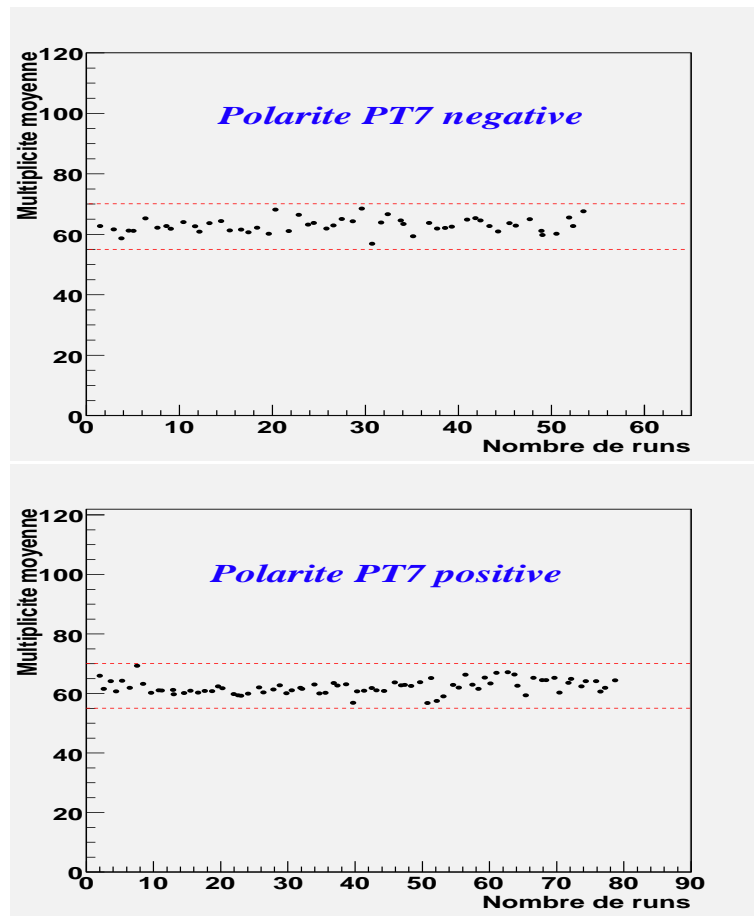


FIG. 5.2 – Évolution de la multiplicité moyenne dans le télescope à vertex en fonction du nombre de runs de biais minimum : en haut pour un courant de -900 A dans PT7 et en bas pour un courant de +900 A dans PT7. Les limites haute et basse sont définies à  $\pm 15\%$  de la valeur moyenne sur tous les runs.

Pour la reconstruction optimisée Prod2, nous avons calculé la valeur du nombre de traces par run, cette valeur étant moyennée sur l'ensemble des sept ciblettes d'Indium. Nous n'avons gardé pour notre analyse que les runs dont la valeur moyenne est à  $\pm 15\%$  de la valeur moyenne de tous les runs. Cette sélection, dont les résultats sont présentés sur la figure 5.2, reflète la stabilité de l'efficacité de reconstruction des traces dans le télescope à vertex pour les runs que nous avons analysés.



### 5.1.2 Sélection par le compteur d'interaction (IC)

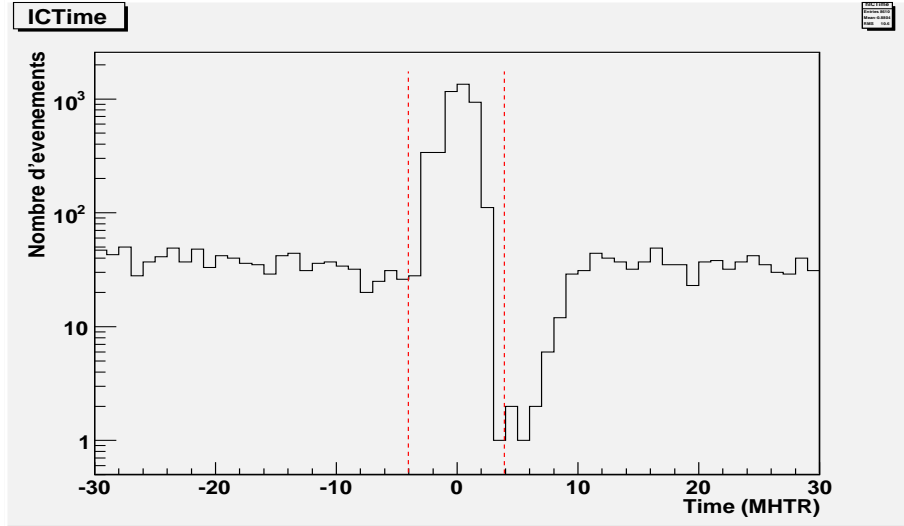


FIG. 5.3 – Distribution temporelle des événements enregistrés par le compteur d'interaction (IC) au cours d'un run (trigger BS), en unité MHTR ( $\sim 1.7$  ns par canal).

Le compteur d'interaction, décrit au paragraphe 3.14, détecte les collisions qui ont lieu dans la région cible. Un module MHTR permet d'enregistrer le temps d'arrivée des particules issues des collisions par rapport au système de déclenchement dans 160 canaux de  $\sim 1.7$  ns chacun. La figure 5.3 présente une distribution temporelle de ces événements pour un run, en unité MHTR. Les événements présents de part et d'autre du pic central peuvent être le résultat d'un empilement d'interactions dans la fenêtre de lecture du compteur d'interaction. On exige la présence d'au moins un impact dans le détecteur dans l'intervalle  $[-4; +4]$  MHTR. Cette condition permet d'assurer que l'ion a interagi en amont du compteur d'interaction mais permet aussi de rejeter une partie des événements présentant un empilement d'interactions (phénomène de "pile-up" d'interaction).

### 5.1.3 Sélection par le détecteur de faisceau (BS)

On rappelle que le détecteur de faisceau, décrit au paragraphe 3.4, mesure la trajectoire de l'ion incident à l'aide de 4 plans de trajectographie. Chacun de ces plans est équipé d'un module MHTR. La figure 5.4 présente la distribution temporelle des événements enregistrés par un de ces plans au cours d'un run, en unité MHTR. Les événements présents de part et d'autre du pic central sont le résultat du passage de plusieurs ions dans la fenêtre de lecture du détecteur de faisceau. Comme dans le cas du compteur d'interaction, la zone dépeuplée après le pic central est probablement induite par le temps mort du système de déclenchement [204]. On utilise ces informations temporelles afin d'éliminer les événements pour lesquels plusieurs ions sont passés pendant les  $\sim 200$  ns nécessaires à l'enregistrement des données du télescope à vertex ("pile-up" de faisceau).

Voici les conditions requises pour valider un événement par le détecteur de faisceau :

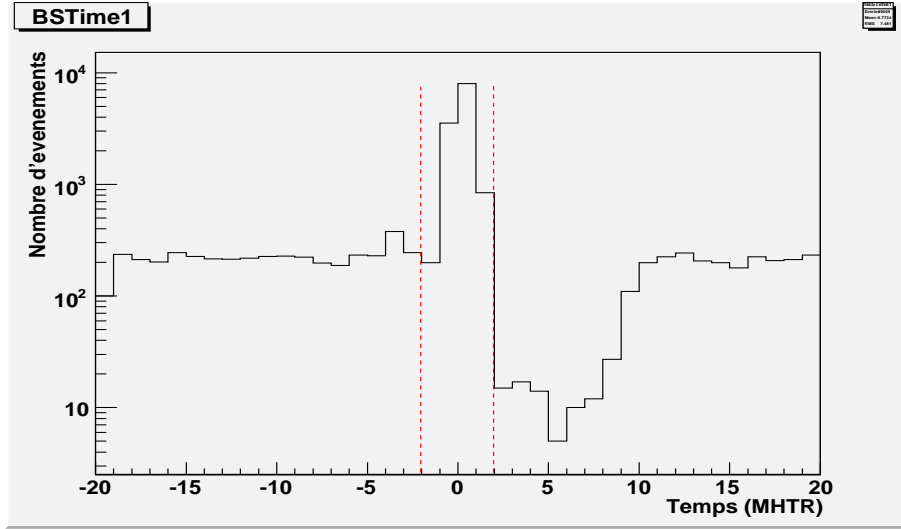


FIG. 5.4 – Distribution temporelle des événements enregistrés par l'un des plans du détecteur de faisceau au cours d'un run (trigger BS), en unité MHTR ( 1.7 ns par canal). Les valeurs positives du temps correspondent aux ions avant le déclenchement (pic central), les négatives après le déclenchement.

1. 1 impact dans  $\pm 2$  MHTR sur au moins un plan ;
2. aucun des quatre plans avec plus d'un impact compris dans  $\pm 2$  MHTR ;
3. soit  $\bar{t}$  le temps moyen des impacts dans  $\pm 2$  MHTR (au plus 4 temps à moyenner d'après l'étape précédente) : aucun des quatre plans avec un impact compris dans  $\pm 7$  MHTR autour de  $\bar{t}$ , à l'exception bien sûr de l'impact éventuellement présent dans  $\pm 2$  MHTR.

## 5.2 Étude de la multiplicité dans les collisions In-In à 158 GeV/c par nucléon

Cette partie est relative à l'étude de la multiplicité des particules chargées produites dans le télescope à vertex lors des collisions In-In.

### 5.2.1 Introduction

L'objectif de cette partie est de présenter les distributions du nombre de traces dans l'acceptance du télescope à vertex, les distributions en rapidité de cette multiplicité et ceci pour les sept cibles d'Indium. Ces distributions seront obtenues après avoir appliqué un certain nombre de corrections sur les distributions mesurées. Ainsi, on peut constater, grâce à la figure 5.5, que la distribution du nombre de traces est fonction de la cible. En effet, chaque cible du fait de sa position longitudinale spécifique, présente une acceptance qui lui est propre. Grâce à des études sur ces effets d'acceptance, nous expliquerons dans ce chapitre comment nous ramenons les distributions particulières de chaque cible à une forme unique.

L'appareillage filtre les distributions d'entrée des particules chargées et il les déforme à cause de l'acceptance, de l'efficacité de reconstruction, de la diffusion multiple,

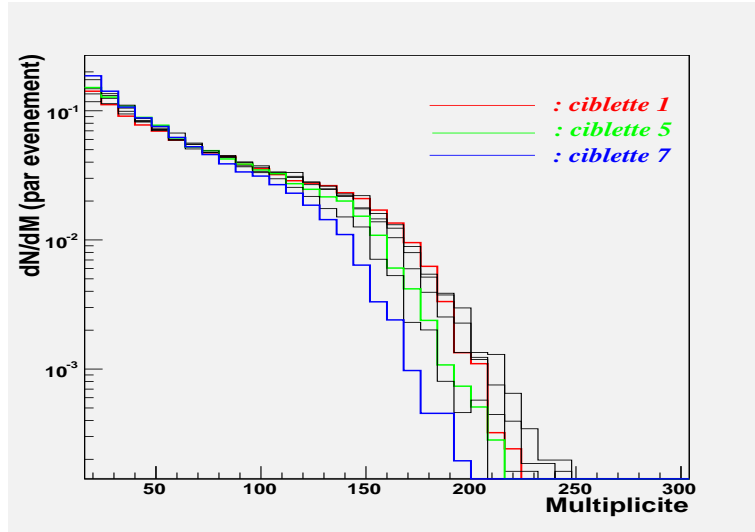


FIG. 5.5 – Distribution du nombre de traces reconstruites dans le télescope à vertex (multiplicité) non corrigée pour chacune des cibles.

etc. La probabilité de mesurer une particule chargée avec une certaine valeur de la variable cinématique  $k$  est donnée par la probabilité que la particule soit produite en  $k$  ( $dN/dk|_{\text{entrée}}$ ) multipliée par la probabilité  $p(k)$  que la particule produite en  $k$  soit effectivement mesurée (prise en compte de l'acceptance et de l'efficacité de reconstruction), convoluée avec une fonction d'élargissement (smearing)  $s(k)$  qui reflète les déformations de la distribution induites par la diffusion multiple, la résolution du détecteur, ... :

$$\left. \frac{dN}{dk}(k) \right|_{\text{mesurée}} = \int \left. \frac{dN}{dk'}(k') \right|_{\text{entrée}} p(k') s(k - k') dk'. \quad (5.1)$$

La distribution en multiplicité peut être également déformée à cause :

- de la reconstruction des produits de désintégrations de durée de vie longue issus des particules produites dans l'interaction primaire et des particules produites dans les interactions secondaires ;
- des fausses traces reconstruites par l'algorithme. Une fausse trace est définie selon le nombre de faux clusters qui lui sont associés et sur les conséquences de la mesure de sa cinématique. En effet, on constate que dans la reconstruction des traces, il peut arriver que des clusters appartenant à d'autres traces ou du bruit puissent être associés à une vraie trace physique. Ceci est d'autant plus probable que le nombre de clusters est grand dans le détecteur selon la centralité par exemple. Si le nombre de "faux" clusters est trop important, la cinématique initiale de la trace peut être suffisamment altérée pour que l'on décide alors d'associer à cette trace la notion de trace "fausse". L'étude de ces traces montre qu'il y a entre 5% à 15% de fausses traces selon la centralité de la collision, la ciblète considérée et la pseudo-rapacité [200].
- de l'algorithme de détermination du vertex de la collision qui peut associer une particule produite dans une interaction secondaire au vertex primaire.

L'étude des précédents effets et les distributions corrigées sont présentées au paragraphe 5.2.4. Tout d'abord, nous décrivons la sélection des événements et des traces.

### 5.2.2 Sélection des traces et des événements

Le télescope à vertex avec son algorithme de reconstruction des traces permet de déduire le vertex d'origine d'une collision In-In comme étant le point géométrique vers lequel pointent les particules. A chaque vertex est donc associé un certain nombre de traces, sélectionnées de façon à respecter les critères cinématiques suivants, portant sur l'impulsion transverse  $p_t$  et la pseudo-rapacité  $\eta$  :

$$\begin{aligned} p_t &\leq 2.0 \text{ GeV}/c \\ 3.0 &\leq \eta \leq 4.3 \end{aligned}$$

Signalons ici que les tables de correction doublement différentielles en  $(\eta, p_t)$  nous imposeront d'ajouter une coupure basse supplémentaire sur la valeur de l'impulsion transverse (se reporter à la section 5.2.3.4). Ces critères ont été définis pour être communs à toutes les cibles, en particulier pour le domaine en pseudo-rapacité. Les distributions en impulsion transverse montrent qu'environ 0.5% des particules produites dans les collisions ont un  $p_t$  supérieur à 2 GeV/c [200] ce qui justifie la coupure  $p_t < 2.0 \text{ GeV}/c$ . A partir des critères précédents, seuls sont gardés les vertex de collisions où un nombre de traces supérieur à 20 a été identifié. On constate aussi que plusieurs vertex peuvent être reconstruits pour un même événement. Cela peut se produire si un fragment de l'ion incident interagissait avec une autre cible (fragmentation), mais aussi lorsque plusieurs ions très proches en temps collisionnent (empilement). Il est aussi possible que des ions interagissent dans les matériaux autres que ceux des cibles comme les fenêtres de la boîte à cible ou du détecteur de faisceau.

Dans le cas où plusieurs vertex sont reconstruits, nous avons défini le meilleur vertex comme étant celui qui est associé au plus grand nombre de traces. Nous rejetons alors les événements où un vertex est présent en amont du meilleur vertex car ce cas correspond à une fragmentation du noyau incident. On impose bien sûr que ce vertex soit sur l'une des cibles d'Indium en rejetant tous les vertex associés aux deux stations du détecteur de faisceau et aux fenêtres de séparation des régions sous vide.

### 5.2.3 Tables de corrections

#### 5.2.3.1 Introduction

Les distributions en multiplicité et en pseudo-rapacité des traces reconstruites dans le télescope à vertex doivent être corrigées des effets d'acceptance, d'efficacité de détection et de reconstruction. Il faut aussi prendre en compte la production supplémentaire de particules induites par les interactions secondaires et corriger les distributions des fausses traces.

L'essentiel de ces corrections a été réalisé grâce à une simulation Monte Carlo qui reproduit la réponse du détecteur NA60. Ce code de simulation, nommé *na60root*, est basé sur GEANT 3.21 [194] et reproduit l'ensemble du dispositif expérimental NA60. Dans ce code, la distribution d'entrée des particules est simulée avec le générateur d'événements VENUS ("Very Energetic Nuclear Scattering") [195] pour des collisions In-In.

Les corrections dépendent des variables cinématiques des particules produites. Elles

sont calculées différentiellement, sur les variables cinétiques dont elles peuvent dépendre. Dans notre cas, elles dépendent de :

- l’angle polaire d’émission de la particule  $\theta$ , c’est-à-dire de la pseudo-rapacité  $\eta$  (cf. relation 1.47) ;
- l’impulsion transverse  $p_t$  de la particule, bien entendu en présence du champ magnétique de l’aimant dipolaire PT7.

En pratique les corrections ont été évaluées en remplissant un histogramme à 2 dimensions pour chaque cible. Ces calculs sont décrits en détail dans les sections 5.2.3.4 et 5.2.3.5.

Dans la suite est décrit succinctement le modèle VENUS puis les estimations des corrections induites par la réponse du détecteur et par la reconstruction des particules secondaires. Une efficacité globale de 95% pour les pixels du télescope à vertex a été utilisée dans la simulation.

### 5.2.3.2 Le modèle VENUS

Nous sommes dans un domaine de QCD non perturbatif, où les interactions sont ”douces” et mettent en jeu de faibles transferts de  $p_t$ . Dans ce contexte, il existe des approches phénoménologiques très fructueuses pour décrire les collisions d’ions lourds dans les domaines d’énergie couverts par NA60. Ce sont essentiellement des modèles basés sur la théorie de Gribov-Regge (GRT) des diffusions hadron-hadron ou noyau-noyau dans la limite des très hautes énergies. Il existe plusieurs modèles basés sur la théorie de Gribov-Regge : VENUS, DPM (”Dual Parton Model”), QGSM (”Quark Gluon String Model”). Ces modèles sont identiques en ce qui concerne les collisions élastiques et le poids pour certains processus inélastiques. Les processus inélastiques y sont toutefois définis différemment.

Le modèle VENUS [195] est principalement conçu pour traiter les diffusions nucléon-nucléon, nucléon-noyau et noyau-noyau à des énergies ultra-relativistes. La base de ce modèle est la théorie de Gribov-Regge. Celle-ci considère l’échange de Pomeron comme le processus de base dans les diffusions hadron-hadron à haute énergie. Un Pomeron est un objet dont les propriétés sont bien définies mais dont la nature précise en terme de quarks et de gluons n’est pas encore bien comprise. Dans la théorie de Gribov-Regge, l’amplitude d’un processus inélastique  $A_{2 \rightarrow n}$  est égale à la somme d’amplitudes d’échanges multiples de Pomerons. Les contraintes d’unitarité relient les discontinuités des amplitudes élastiques avec les diffusions inélastiques. En particulier on peut développer la section efficace totale comme :

$$\sigma_{tot} = \sum_m \sigma_m \quad (5.2)$$

où  $\sigma_m$  est la section efficace reliée à une classe spécifique de processus inélastiques, la formulation précise de celle-ci définissant différents modèles. Dans VENUS,  $\sigma_m$  est reliée à une certaine configuration de cordes : on remplace certains carrés d’amplitudes de processus inélastiques  $|A_{2 \rightarrow n}|^2$  par des distributions de particules obtenues par la fragmentation de cordes. Les cordes ne sont pas un objet de base du modèle. On utilise simplement une paramétrisation de la fragmentation de cordes pour remplacer les carrés d’amplitudes de processus inélastiques en supposant que les particules sortantes dont

certaines amplitudes au carré ont des distributions provenant de la fragmentation de cordes. Le modèle de fragmentation de cordes utilisé dans VENUS est le modèle AMOR ("Artu-Mennessier Off-shell Resonance Model") [196].

### 5.2.3.3 Accord entre les simulations et les données

Des collisions In-In ont été simulées dans l'appareillage de NA60 avec les codes na60root et VENUS. Ces événements, au nombre de 100.000, ont ensuite été reconstitués avec le même code d'analyse que pour les données réelles. Le résultat de cette analyse reflète ainsi la qualité des simulations produites par na60root et VENUS ainsi que par les logiciels de reconstruction des traces. L'accord entre les simulations et les données a été vérifié en termes d'impulsion transverse (figure 5.6) et de multiplicité (figure 5.7).

On constate que la concordance est globalement bonne pour ces deux paramètres.

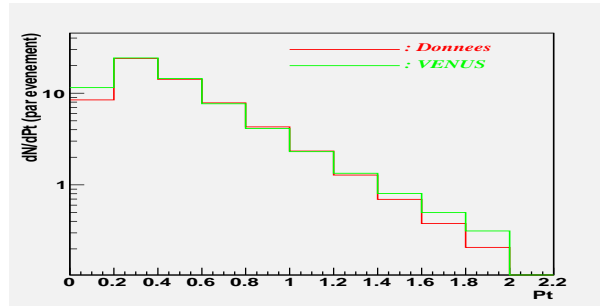


FIG. 5.6 – Distribution en impulsion transverse  $p_t$  générée par VENUS filtrée par l'appareillage, et celle des données, dans les collisions In-In.

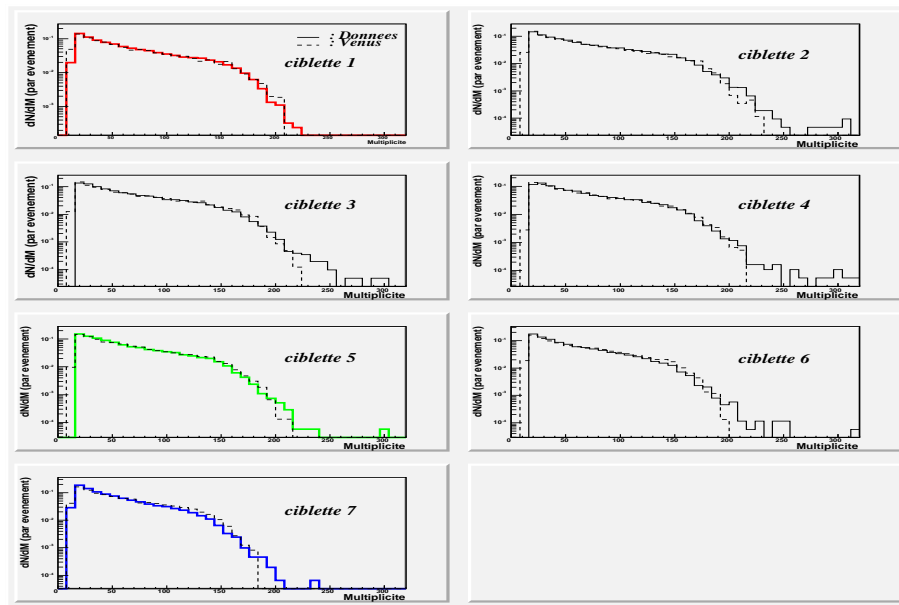


FIG. 5.7 – Distribution en multiplicité pour chaque cible, générée par VENUS et filtrée par l'appareillage, et celle des données, dans les collisions In-In.

Nous avons aussi cherché à vérifier la capacité de VENUS à donner les valeurs du nombre de participants ( $n_{part}$ ) et du nombre de collisions primaires ( $n_{coll}$ ) en

fonction de la multiplicité de particules chargées produites dans une collision In-In. La collaboration NA60 obtient habituellement les valeurs de ces paramètres grâce à un code spécifique qui décrit la collision dans le cadre du modèle de Glauber (voir annexe A). Les figures 5.8 et 5.9 montrent l'accord entre VENUS et Glauber. On constate que la multiplicité est plus faible (ou que les valeurs de  $n_{part}$  sont plus grandes) pour notre code de reconstruction associé à Venus (figure 5.8). Cet écart peut être en partie expliqué par des coupures différentes lors de la reconstruction des traces entre les deux analyses, en particulier sur les fenêtres cinématiques en pseudo-rapacité plus étendues dans notre cas.

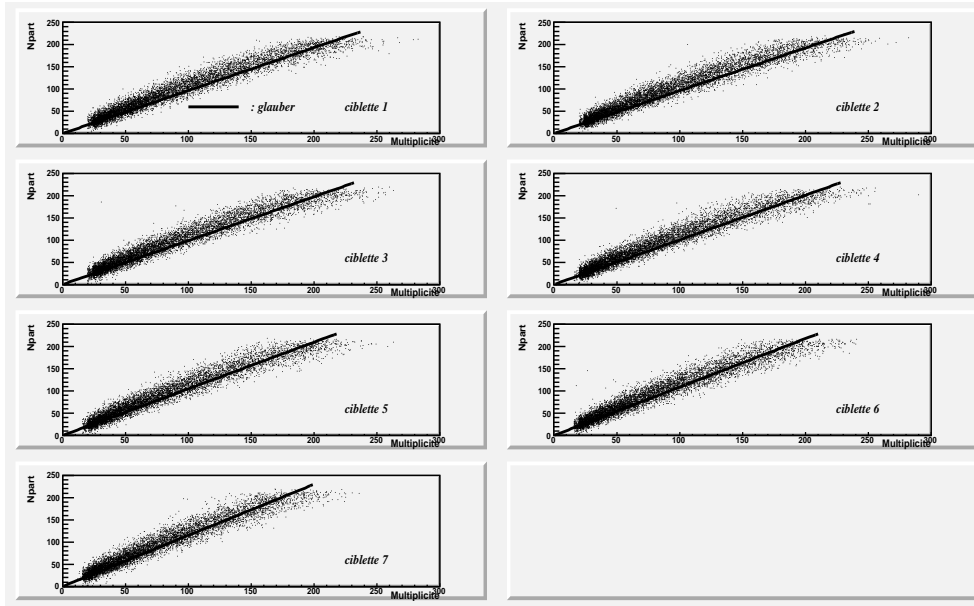


FIG. 5.8 – Distribution du nombre de nucléons participants ( $n_{part}$ ) en fonction de la multiplicité non corrigée des différentes cibles. Les résultats de VENUS sont représentés par les nuages de points, ceux du modèle de Glauber sont les droites, ces dernières étant une paramétrisation simplifiée des résultats de Glauber.

#### 5.2.3.4 Efficacité globale du détecteur et de l'analyse

Nous parlons d'une efficacité globale car c'est un coefficient prenant en compte à la fois l'acceptance propre au détecteur NA60, les efficacités des détecteurs, les effets de smearing mais aussi la capacité de l'algorithme à reconstruire les traces. La correction des particules secondaires venant des désintégrations de particules à faible durée de vie est calculée et corrigée séparément et sera expliquée dans la section suivante.

Cette efficacité globale dans un espace à deux dimensions  $\epsilon(\eta, p_t)$  est calculée en divisant l'histogramme des traces reconstruites dans le télescope à vertex par l'histogramme des particules générées :

$$\epsilon(\eta, p_t) = \frac{(d^2n/d\eta dp_t)_{reconstruit}}{(d^2n/d\eta dp_t)_{génééré}}. \quad (5.3)$$

La figure 5.10 représente l'efficacité  $\epsilon(\eta, p_t)$  pour la première et la dernière cible. Cette efficacité dépend de la cible à cause des effets d'acceptance mais aussi de la

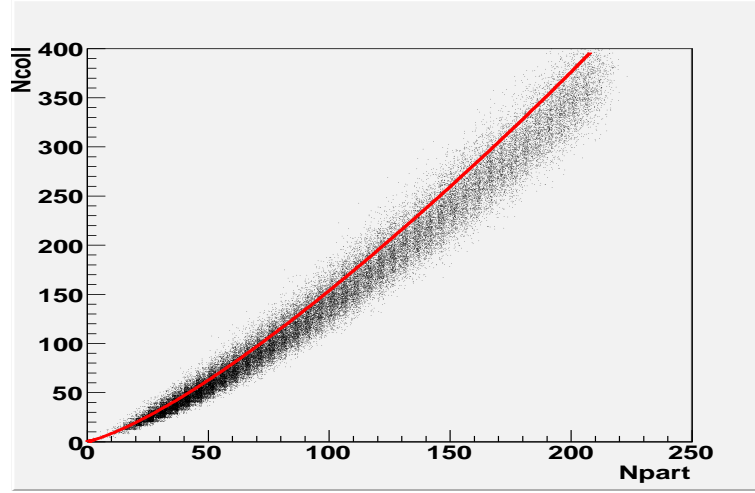


FIG. 5.9 – Distribution du nombre de collisions ( $n_{coll}$ ) en fonction du nombre de participants ( $n_{part}$ ), représenté par le nuage de points pour VENUS, par la courbe pour Glauber [203].

polarité du champ magnétique du dipole PT7. Nous avons donc créé un total de 14 tables pour permettre la correction des données. Nous constatons la présence d'une zone inefficace située aux faibles valeurs de  $\eta$  et  $p_t$  (voir figure 5.10). Pour éviter une distorsion en particulier des distributions en pseudo-rapacité, nous avons décidé d'ajouter une coupure supplémentaire aux coupures initiales telle que  $p_t > 0.13 \text{ GeV}/c$  (section 5.2.2).

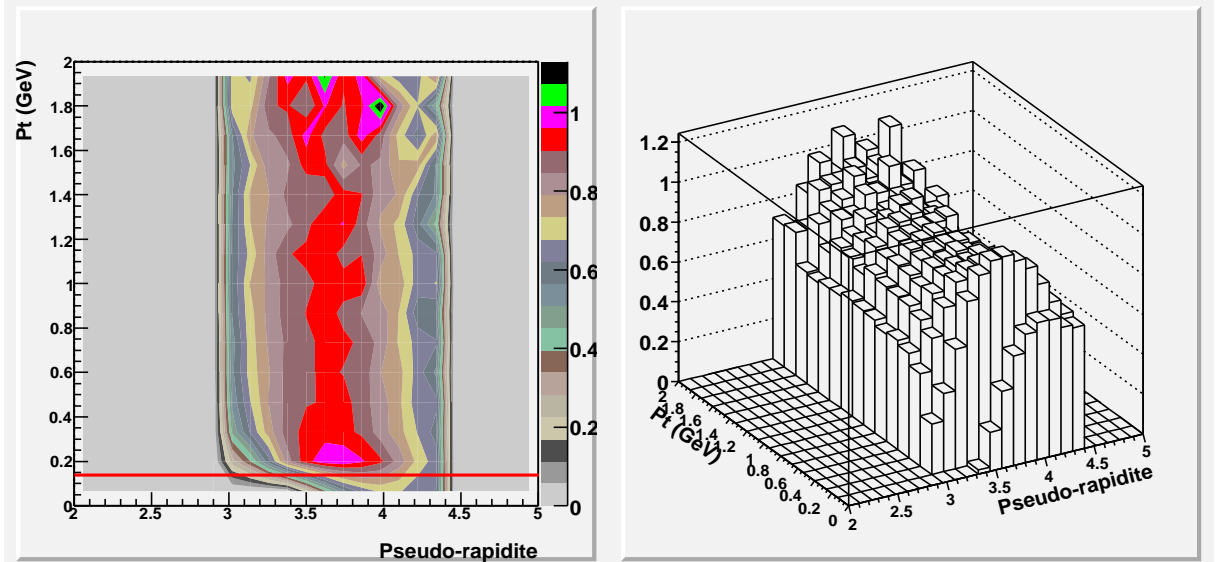


FIG. 5.10 – Efficacité  $\epsilon(\eta, p_t)$  en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$  et de la pseudo-rapacité  $\eta$  pour la première cible (à gauche en niveaux de couleur et à droite en mode lego).

Sur la figure 5.11, l'efficacité  $\epsilon$  est tracée en fonction de la seule impulsion transverse  $p_t$  et en fonction de la seule pseudo-rapacité  $\eta$  pour la première et la dernière cible et pour les deux polarités de champ magnétique. Ces distributions intégrées sont présen-



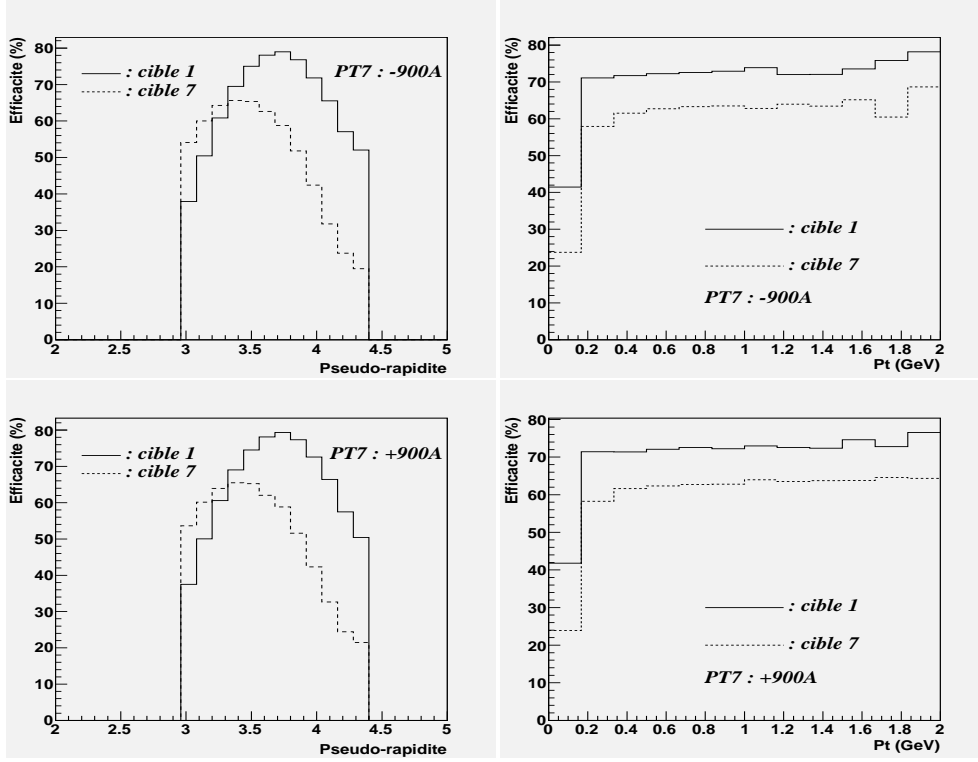


FIG. 5.11 – Efficacité  $\epsilon$  en fonction de la pseudo-rapidité  $\eta$  (à gauche) et en fonction de l'impulsion transverse  $p_t$  (à droite) pour la première et la dernière ciblette, et pour les deux polarités de PT7 (négative en haut) et (positive en bas).

tées pour mieux appréhender cette efficacité globale mais n'ont pas été utilisées pour corriger les données.

### 5.2.3.5 Correction des secondaires

Les particules secondaires sont celles issues de désintégrations des particules primaires produites au point de la collision. Elles augmentent donc artificiellement la multiplicité des particules. Cette fraction de particules secondaires a été calculée en utilisant le code VENUS qui permet d'identifier les particules primaires avant leurs désintégrations. Le rapport des particules secondaires sur le nombre total de particules reconstruites est utilisé pour corriger les tables  $\epsilon$ . Ce rapport n'a été calculé qu'en fonction de la pseudo-rapidité :

$$\varphi = \frac{(dn/d\eta)_{secondaires}}{(dn/d\eta)_{reconstruites}} \quad (5.4)$$

Les 14 tables ont donc toutes été corrigées des contributions des particules secondaires (voir la figure 5.12) comme suit :

$$\epsilon'(\eta, p_t) = \frac{\epsilon(\eta, p_t)}{(1 - \varphi(p_t))} \simeq \epsilon(\eta, p_t) \cdot (1 + \varphi(p_t)) \quad (5.5)$$

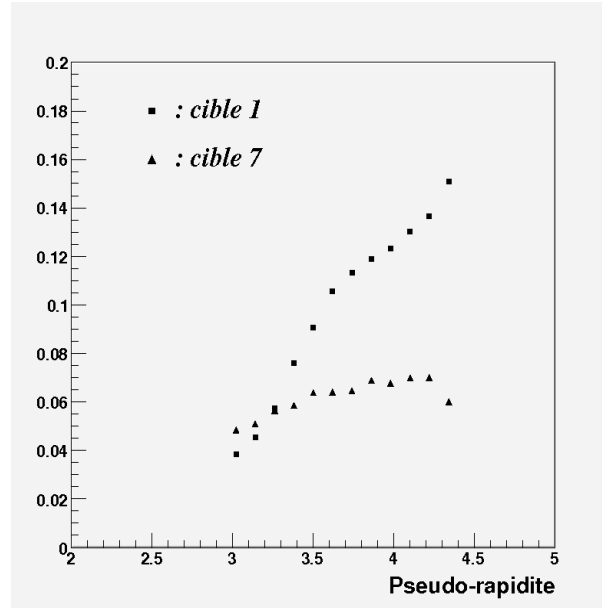


FIG. 5.12 – Fraction des secondaires reconstruits en fonction de la pseudo-rapidité  $\eta$  pour la première et la dernière ciblette.

## 5.2.4 Distributions corrigées

### 5.2.4.1 Principe de la correction

Comme il a été expliqué dans les sections précédentes, deux tables de correction par ciblette permettent de corriger de l'efficacité globale du détecteur et de l'analyse, les tables prenant en compte la polarité du dipole PT7 et étant fonction de la pseudo-rapidité et de l'impulsion transverse des traces.

Pour réaliser cette correction, un poids  $w(\eta, p_t)$  est calculé pour chaque trace reconstruite selon sa pseudo-rapidité et son impulsion transverse de valeur égale à :

$$w(\eta, p_t) = \frac{1}{\epsilon'(\eta, p_t)} \quad (5.6)$$

Pour une collision où  $M$  traces ont été reconstruites, la multiplicité corrigée  $M'$  est alors calculée en sommant les traces reconstruites affectées de leur poids :

$$M' = \sum^M \frac{d^2n}{(d\eta, dp_t)} * w(\eta, p_t) \quad (5.7)$$

### 5.2.4.2 Multiplicité corrigée

La figure 5.13 présente le résultat des corrections de l'efficacité globale du détecteur incluant les effets d'acceptance, d'efficacité, de reconstruction des traces mais aussi la production des secondaires. On constate que les distributions ciblette par ciblette sont bien ramenées à une forme similaire, le taux de dispersion maximum entre ciblettes

étant de l'ordre de 20-30%. Une coupure sur le nombre minimum de traces a été choisie à la valeur  $M = 30$ . C'est à partir de ces distributions en multiplicité corrigées que seront obtenues les informations sur la centralité de la collision (voir section suivante 5.2.4.3).

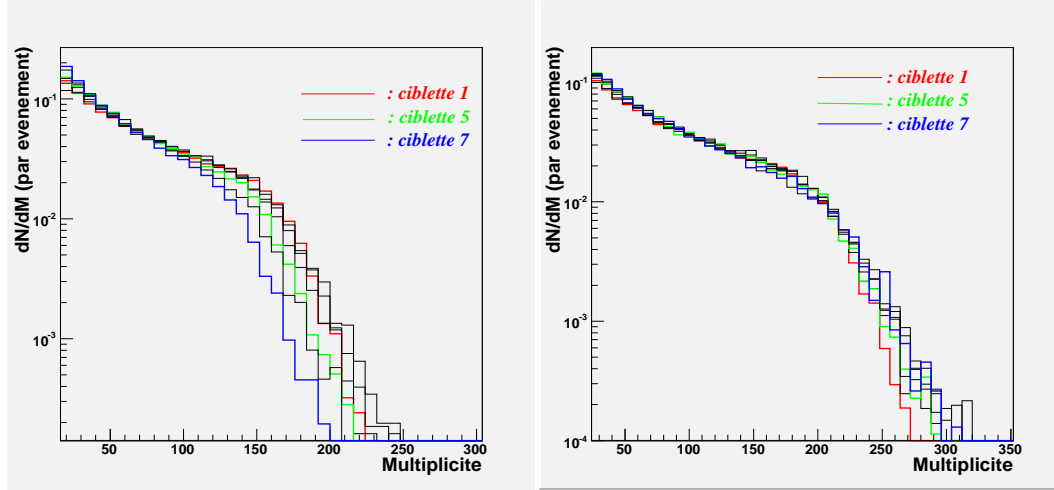


FIG. 5.13 – Distributions en multiplicité selon les ciblètes, à gauche sans aucune correction, à droite après correction de l'efficacité globale du détecteur (voir texte).

#### 5.2.4.3 Pseudo-rapidité corrigée

Nous utilisons la multiplicité de traces reconstruites dans le télescope à vertex comme un estimateur de la centralité de la collision. En effet plus la collision est centrale, plus la multiplicité est élevée. Comme indiqué dans la section 5.2.3.3, le code VENUS nous permet de calculer le nombre de participants et le nombre de collisions binaires mais aussi le paramètre d'impact et ceci en fonction de la multiplicité.

Les données ont alors été divisées en trois classes de centralité que nous appelons :

- les événements centraux,
- les événements semi-centraux,
- les événements périphériques.

Nous avons choisi deux coupures sur les distributions en multiplicité (figure 5.13) pour définir ces classes, ces coupures étant indépendantes des ciblètes. Dans le tableau 5.1 sont mentionnées les coupures sur la multiplicité ( $mult$ ), le paramètre d'impact moyen  $\langle b \rangle$  et le nombre moyen de nucléons participants  $\langle N_{part} \rangle$  pour chacune des trois classes en centralité.

Classes	Coupures	$\langle b \rangle$ (fm)	$\langle N_{part} \rangle$
centrale	$mult > 145$	2.7	178
semi-centrale	$103 < mult < 145$	4.5	137
Périphérique	$mult < 103$	7.1	70

TAB. 5.1 – Valeurs du paramètre d'impact moyen  $\langle b \rangle$  et du nombre moyen de nucléons participants  $\langle N_{part} \rangle$  pour les trois classes en centralité définies par des coupures sur la multiplicité corrigée ( $mult$ ).

Nous avons construit les distributions en pseudo-rapacité des particules en fonction des trois précédentes classes en centralité. Rappelons qu'une coupure supplémentaire a été requise sur la valeur minimale de l'impulsion transverse des particules (voir section 5.2.3.4). Seule cette coupure permet de préserver l'intégrité des distributions en pseudo-rapacité pour l'ensemble des cibles. Les coupures finales en  $p_t$  et  $\eta$  sont donc les suivantes :

$$0.13 \leq p_t \leq 2.0 \text{ GeV}/c$$

$$3.0 \leq \eta \leq 4.3$$

Les distributions en pseudo-rapacité corrigées sont présentées sur les figures 5.14 pour les collisions centrales, les semi-centrales et les périphériques. Ces distributions permettent de comparer les contributions selon la cible, ici seules trois cibles sont présentées pour plus de clarté. On constate l'excellent accord entre les distributions à un niveau meilleur que 10 %.

Pour terminer, nous présentons les distributions moyennées sur les sept cibles de la pseudo-rapacité en fonction des trois classes en centralité des événements (figure 5.15). Nous avons ajusté une fonction gaussienne sur ces trois distributions en laissant libre chacun des trois paramètres. Nous trouvons que la valeur moyenne de chacune des gaussiennes est proche de la valeur attendue de la pseudo-rapacité moyenne dans une collision In-In aux énergies de 158 GeV/c, c'est à dire 2.91. Le tableau 5.2 présente le résultat des ajustements de ces gaussiennes.

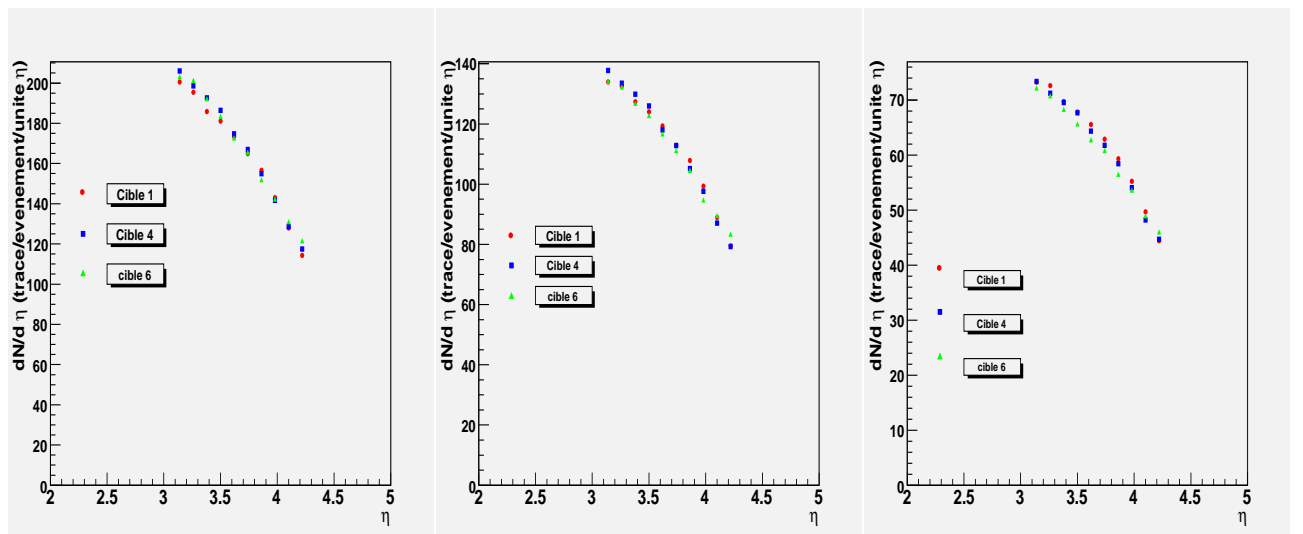


FIG. 5.14 – Distributions en pseudo-rapacité de trois cibles, pour trois classes en centralité : à gauche les collisions centrales, au centre les collisions semi-centrales, à droite les collisions périphériques.

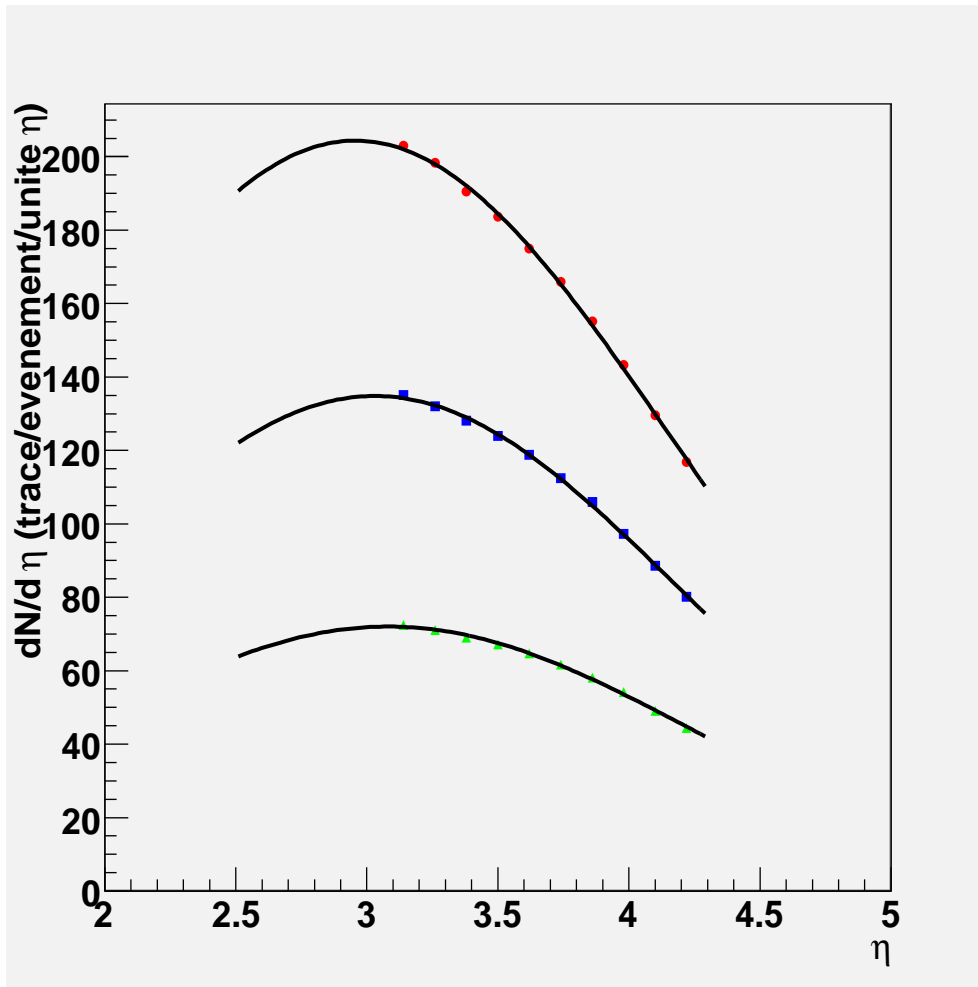


FIG. 5.15 – Distributions en pseudo-rapidity, moyennées sur les ciblettes, pour trois classes en centralité : courbe supérieure (collisions centrales), courbe intermédiaire (collisions semi-centrales), courbe inférieure (collisions périphériques).

Classes	Maximum	Moyenne	Sigma
centrale	208	2.95	1.21
semi-centrale	137	3.03	1.18
périphérique	73	3.08	1.18

TAB. 5.2 – Paramètres des gaussiennes ajustées sur les distributions en pseudo-rapidity pour trois classes en centralité.

## 5.3 Etude préliminaire de la production du $J/\Psi$

### 5.3.1 Sélection des dimuons $J/\Psi$

#### 5.3.1.1 Sélection des vertex

Le vertex d'émission d'un dimuon issu d'une résonance  $c\bar{c}$  comme le  $J/\Psi$  peut être considéré comme étant confondu avec celui du vertex d'interaction. Nous allons décrire dans cette section les critères que nous avons appliqués pour associer le vertex d'interaction et celui du dimuon à la masse du  $J/\Psi$ .

Le télescope à vertex permet la reconstruction des vertex des interactions et ses caractéristiques lui permettent de très bien résoudre toutes les ciblettes (voir figure 5.16).

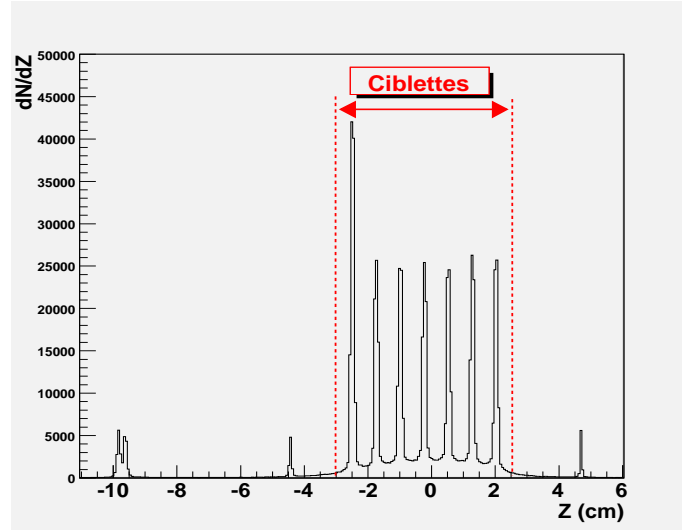


FIG. 5.16 – Distribution en position  $z$  des vertex d'interaction. Le faisceau se propage des  $z$  négatifs vers les  $z$  positifs. Les sept ciblettes d'Indium sont localisées telles que  $-3 \text{ cm} < z < 3 \text{ cm}$ .

Plusieurs vertex sont reconstruits dans une grande partie des événements (50%) comme le présente la distribution de la figure 5.17.

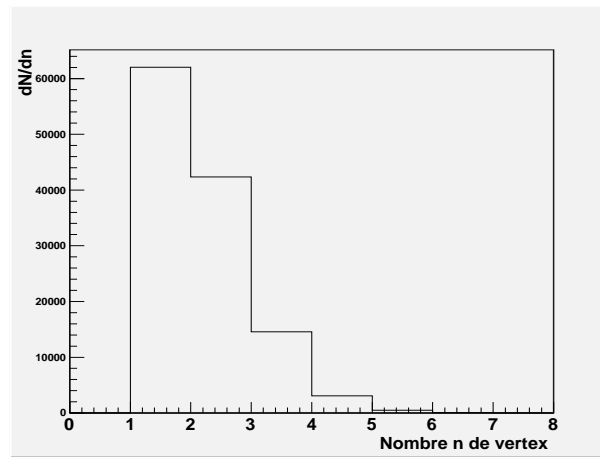


FIG. 5.17 – Distribution du nombre de vertex reconstruits dans un événement.

Dans le cas où plusieurs vertex d'interaction existent dans un même événement, nous avons choisi d'identifier le vertex associé au plus grand nombre de traces comme étant le “meilleur vertex”, c'est à dire celui correspondant à la collision primaire In-In.

Cette identification de la collision primaire impose une analyse particulière des événements où l'on est susceptible de déclencher sur les fragments de l'ion incident ou lorsqu'il y a empiement de plusieurs collisions. En conséquence, nous rejetons les événements qui présentent un vertex d'interaction avant la ciblette associée au “meilleur

vertex”. En effet, ces données peuvent correspondre à une collision primaire qui a généré un fragment réinteragissant sur une des cibles, ce fragment pouvant alors être identifié faussement comme étant le “meilleur vertex”. Nous gardons par contre les événements où plusieurs vertex d’interactions sont présents sur les cibles d’indium en aval du “meilleur vertex”. Ces vertex sont soit des fragments provenant de l’interaction primaire (“meilleur vertex”), soit une interaction additionnelle liée à un événement empilé. Enfin, nous rejetons les événements lorsqu’il existe d’autres vertex présents sur la cible du “meilleur vertex”.

Nous sélectionnons les dimuons provenant du vertex de l’interaction en coupant sur la différence entre les coordonnées  $z$  des vertex correspondants. La résolution du vertex de l’interaction dépend de la cible et est au mieux de l’ordre de  $200 \mu m$ . Celle du dimuon est moindre, de l’ordre de  $700 \mu m$ . Une des distributions de la figure 5.18 (à droite) présente la différence entre les coordonnées  $z$  du vertex de l’interaction et celle des dimuons de la gamme de masse du  $J/\Psi$  ( $2.9 < M_{dimuon} < 3.3 \text{ GeV}/c^2$ ). La résolution moyennée sur les 7 cibles de cette distribution est de  $530 \mu m$ , ce qui permet de définir une coupure à trois écarts-types égale à  $\sim 0.16 \text{ cm}$ .

En résumé, l’association entre le vertex de la collision et celui du dimuon du  $J/\Psi$  est basée sur les critères suivants :

- le vertex de l’interaction primaire est celui avec le plus grand nombre de traces, appelé “meilleur vertex”,
- aucun autre vertex ne doit être reconstruit en amont du “meilleur vertex” ou sur la même cible que ce dernier,
- les vertex de la collision et celui du dimuon doivent être sur la même cible,
- la différence de coordonnée  $z$  entre le “best vertex” et celui du dimuon vérifie :

$$|z_{(meilleur\ vertex)} - z_{(dimuon)}| < 0.16 \text{ cm} \quad (5.8)$$

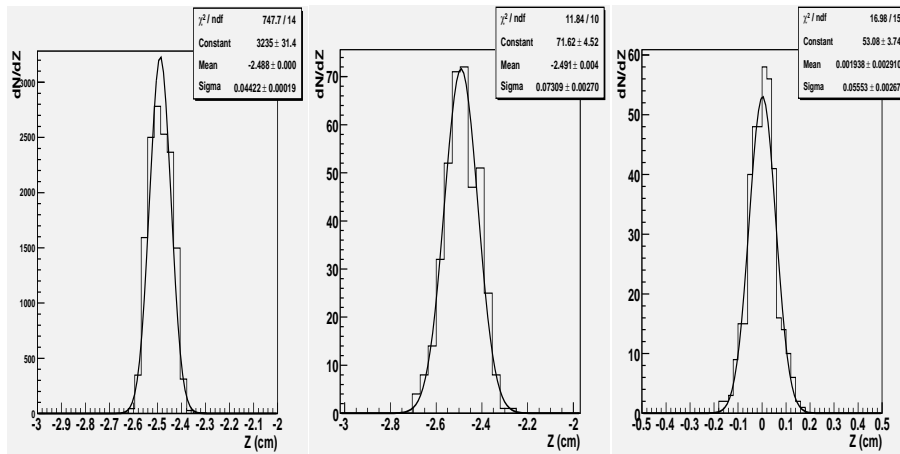


FIG. 5.18 – Distributions sur la première cible de la coordonnée  $z$  (non déconvoluée de l’épaisseur de la cible) pour les “meilleur vertex” (à gauche) et ceux du  $J/\Psi$  (au centre). La différence entre les coordonnées  $z$  pour les “meilleur vertex” et ceux du  $J/\Psi$  est présentée à droite pour cette même première cible.

### 5.3.1.2 Coupures cinématiques

Afin de pouvoir comparer les résultats à ceux obtenus par les expériences NA38/NA50, nous appliquons les mêmes coupures cinématiques sur les dimuons. Ainsi nous rejetons les dimuons ne satisfaisant pas aux conditions suivantes :

$$\begin{aligned} 2.92 < y_{lab} < 3.92 \\ -0.5 < \cos \theta_{CS} < 0.5 \end{aligned}$$

où  $y_{lab}$  désigne la rapidité dans le référentiel du laboratoire et  $\theta_{CS}$  est l'angle polaire du  $\mu^+$  dans le référentiel de Collin-Sopper [197], représenté sur la figure 5.19. Il représente, dans le centre de masse du dimuon, l'angle d'un muon avec l'axe défini par la bissectrice extérieure des impulsions du projectile et de la cible.

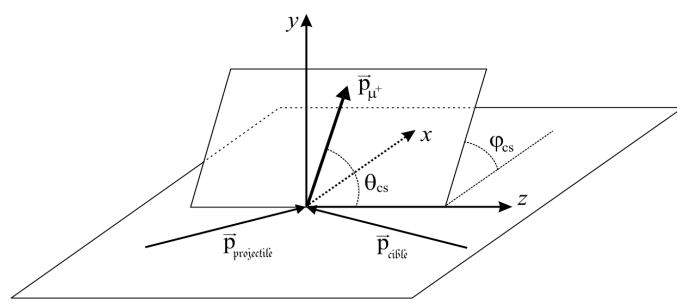


FIG. 5.19 – Définition de l'angle de Collin-Sopper  $\theta_{CS}$  ; le référentiel de Collin-Sopper est lié au centre de masse du dimuon. Le plan  $(x, z)$  est formé par les impulsions des noyaux projectile et cible. L'axe  $z$  est la bissectrice extérieure de l'angle entre ces impulsions.

## 5.3.2 Analyse des dimuons

### 5.3.2.1 La statistique des événements

Notre analyse a porté sur les données acquises lors du fonctionnement à courant réduit du toroïde ACM, c'est à dire à 4000A. Ce fonctionnement à champ plus faible permet de mesurer avec une acceptance correcte les basses masses et les faibles valeurs de  $p_t$ . Pour cette valeur du champ dans l'ACM, la résolution du  $J/\Psi$  n'est que très légèrement dégradée. Ces données étaient enregistrées sur cassettes magnétiques au centre de calcul de Lyon et étaient donc disponibles et exploitables. Nous avons utilisé comme point de départ les scripts développés par l'équipe de Lyon.

Nous avons essentiellement reanalysé les mêmes fichiers que pour l'analyse en multiplicité mais cette fois en demandant un déclenchement par un dimuon. Le nombre de fichiers analysés est de 66 et de 70 respectivement pour les polarités négative et positive d'ACM. Nous reconstruisons alors environ 300k événements contenant une paire de muons de signe opposé, et 230k événements avec une paire de même signe, sachant que la masse des dimuons doit être supérieure à 200 MeV/ $c^2$ . A partir de ces données, nous obtenons une statistique à la masse du  $J/\Psi$  égale à 2500 (voir la section 5.3.2.2).



### 5.3.2.2 Segmentation de la centralité de la collision

Comme il a été décrit à la section 5.2.4.3, la centralité de la collision est obtenue par l'intermédiaire de la mesure de la multiplicité dans le télescope à vertex. Cette multiplicité est corrigée des effets d'acceptance et des efficacités des détecteurs ce qui permet d'obtenir des distributions de multiplicité homogènes entre chaque ciblette que nous notons multiplicité  $M'$  (voir équation 5.7 de la section 5.2.4.1).

La statistique limitée des paires de dimuons dans la zone de masse du  $J/\Psi$  nous impose un nombre maximum de zones en centralité relativement réduit. Pour obtenir une population minimale à environ une centaine de candidats  $J/\Psi$  dans chaque zone en centralité, nous avons segmenté la distribution en multiplicité en un total de 8 zones, avec 7 zones d'égale largeur et une dernière zone deux fois plus large.

Des distributions en masse des dimuons sont présentées sur la figure 5.20 pour 3 des 8 classes en centralité. Ces distributions permettent de comparer les contributions des paires de dimuons de même signe par rapport à celles de signe opposé dans la région de masse du  $J/\Psi$ . Les distributions des paires de même signe sont constituées d'une combinatoire de muons de différentes sources dont les principales sont les désintégrations des pions et kaons, et dans une moindre mesure celles des paires  $D\bar{D}$  et du Drell-Yan. Cette combinatoire produit aussi un bruit de fond de paires de muons de signe opposé qu'il convient de retrancher pour extraire le signal. Mais cette contribution du bruit de dimuons non corrélés à la masse du  $J/\Psi$  reste faible. Nous avons alors négligé la soustraction du bruit de fond dans la gamme de masse du  $J/\Psi$ . Nous appelons candidats  $J/\Psi$  les dimuons de signe opposé dont la masse invariante est comprise dans la gamme  $2.9 < M_{dimuon} < 3.3 \text{ GeV}/c^2$ . Dans ces conditions, la population des candidats  $J/\Psi$  se répartit dans ces zones en centralité selon les valeurs présentées dans le tableau 5.3.

Centralité	1	2	3	4	5	6	7	8
$J/\Psi$	267	345	357	425	399	368	270	69

TAB. 5.3 – Nombre de paires de muons de même signe dans la gamme de masse du  $J/\Psi$  pour les 8 classes en centralité, ordonnées des événements périphériques aux plus centraux.

### 5.3.2.3 Recherche d'un équivalent au Drell-Yan : les collisions Minimum Bias

Un grand nombre d'études de la production du  $J/\Psi$  utilise la production du Drell-Yan comme une référence. En effet, le Drell-Yan est insensible à l'état final de la collision et c'est un processus bien connu d'annihilation d'un quark du nucléon projectile avec un quark du nucléon cible. Sa production est calculable théoriquement en fonction de la centralité. C'est le processus dominant à haute masse et il est facilement identifiable dans les données. De plus, le calcul du rapport de la production du  $J/\Psi$  sur celle du Drell-Yan présente l'avantage qu'un certain nombre d'incertitudes sur les efficacités ou l'acceptance disparaissent ou tout du moins sont fortement réduites. Mais la statistique des événements de Drell-Yan de haute masse est très faible dans les données acquises par NA60, et de plus nous ne travaillons qu'avec une partie de celles-ci à bas courant d'ACM. Il n'est donc pas possible de nous servir de la référence du Drell-Yan pour notre étude.

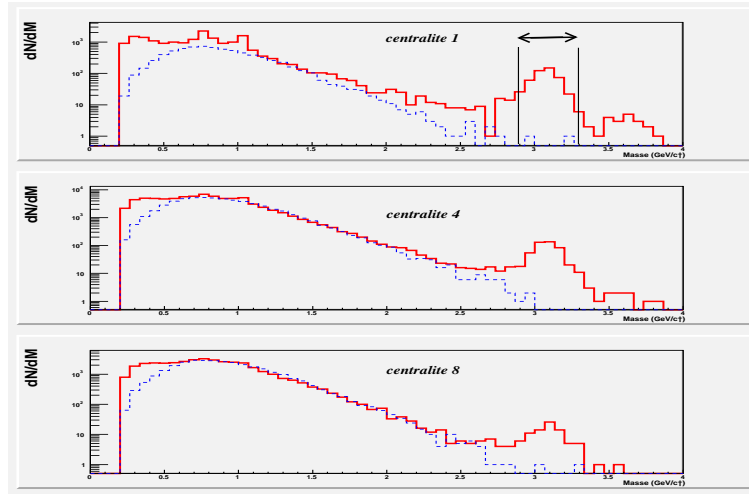


FIG. 5.20 – Distributions en masse pour les paires de signes opposés (ligne continue) et de même signe (ligne discontinue) pour les événements les plus périphériques (classe 1), de centralité intermédiaire (classe 4) et centraux (classe 8).

Nous proposons d'utiliser à la place du Drell-Yan de haute masse, les événements obtenus lors du déclenchement du biais minimum. Ces événements constituent comme le Drell-Yan une référence insensible à l'éventuelle production d'une phase de plasma de quarks et de gluons. De plus, les événements de biais minimum sont disponibles en quantité suffisante.

Différents indicateurs de la centralité de la collision ont déjà été utilisés dans de précédentes études comme l'énergie transverse neutre (NA38, NA50) ou bien l'énergie résiduelle de la collision à zéro degré. L'addition du télescope à pixels de NA60 permet d'accéder à la multiplicité des collisions et donne donc une estimation directe de la force de la collision. Les études de la suppression anormale du  $J/\Psi$  ont habituellement été réalisées en fonction de variables dérivées de la centralité, comme la longueur moyenne  $L$  de matière nucléaire traversée ou bien le nombre de participants  $n_{part}$ . Les plus récentes études en Pb-Pb montrent que le seuil de suppression anormale exprimé en fonction de la longueur  $L$  dépendrait du système en collision étudié. Par contre, le nombre de participants devrait être relié directement au seuil de suppression et serait donc une variable plus adaptée pour l'étude de ce seuil. Nous avons donc étudié l'évolution du rapport  $R_{J/\psi / MB}$  en fonction du paramètre  $n_{part}$ .

Notre objectif est d'utiliser les événements de biais minimum de telle sorte que leur spectre en centralité ait la forme d'un spectre Drell-Yan. Cette forme est obtenue en multipliant  $\frac{dN_{MB}}{dn_{part}}$  par le nombre de collisions, soit :  $n_{coll} \frac{dN_{MB}}{dn_{part}}$ . Le rapport  $R_{J/\psi / MB / n_{coll}}$  utilisé pour étudier la dépendance de la production du  $J/\Psi$  en fonction de la centralité, s'écrit alors sous la forme :

$$R_{J/\psi / MB / n_{coll}} = \frac{1}{n_{coll}} \cdot \frac{\left( \frac{dN_{J/\psi}}{dn_{part}} \right)}{\left( \frac{dN_{MB}}{dn_{part}} \right)} \quad (5.9)$$

Le rapport  $R_{J/\psi / MB / n_{coll}}$  a une distribution homothétique au Drell-Yan, par contre

cette fonction n'est pas normée, c'est à dire que l'ordonnée est définie à un facteur près. Ce rapport  $R$  représente donc l'évolution de la probabilité de détecter un  $J/\Psi$  par rapport à celle d'un événement minimum bias dans une collision nucléon-nucléon, et ceci en fonction de la centralité de la collision représentée ici par le nombre de participants. Le calcul d'un tel rapport  $R$  a déjà été réalisé pour les données Pb-Pb acquises par NA50 en 2000 [205] et il a été constaté un excellent accord entre les rapports  $J/\psi/MB/n_{coll}$  et  $J/\psi/DY$  (voir figure 5.21).

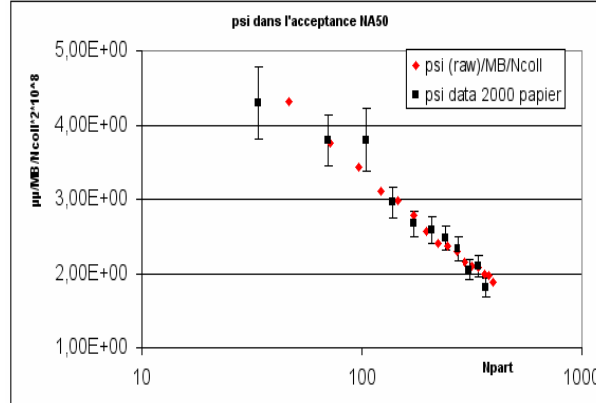


FIG. 5.21 – Comparaison des rapports  $J/\psi/MB/n_{coll}$  et  $J/\psi/DY$  pour des collisions Pb-Pb de NA50 [205].

Le calcul du rapport  $R$  nécessite de connaître le nombre de participants et le nombre de collisions pour une multiplicité donnée. Nous avons pour cela établi des fonctions reliant la multiplicité des traces au nombre de participants et au nombre de collisions de la façon suivante. Les codes VENUS et na60root ont été utilisés pour simuler, reconstruire puis finalement corriger des effets d'acceptance et d'efficacité les événements de la même façon que pour les données réelles. Nous obtenons ainsi grâce à VENUS les distributions du nombre de participants  $n_{part}$  et du nombre de collisions  $n_{coll}$  en fonction de la multiplicité corrigée  $M'$  (voir figures 5.8 de la section 5.2.3.3). Nous avons alors ajusté par des fonctions polynomiales du deuxième degré les paramètres  $n_{part}$  et  $n_{coll}$  en fonction de la multiplicité (voir figures 5.22). Ces ajustements ont été réalisés pour les deux polarités du toroïde ACM.

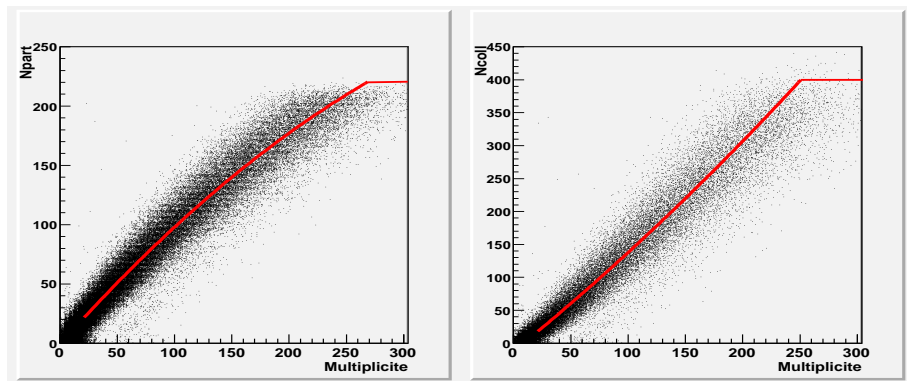


FIG. 5.22 – Ajustement de polynômes de degré 2 des distributions de  $n_{part}$  et  $n_{coll}$  en fonction de la multiplicité corrigée  $M'$  simulée avec VENUS.

### 5.3.2.4 Multiplicité associée aux $J/\Psi$

Nous présentons sur la figure 5.23 les distributions en multiplicité associées aux candidats  $J/\Psi$  en fonction de la polarité du toroïde ACM. Nous constatons une légère différence en forme de la distribution en fonction de la polarité d'ACM. Nous avons alors vérifié la dépendance de la valeur moyenne de la multiplicité en fonction du run et de la polarité d'ACM. Pour homogénéiser les analyses en fonction de la polarité d'ACM, des coupures rejettent les runs dont la valeur moyenne de la multiplicité s'écarte trop de la valeur des autres runs (voir figures 5.24). Ces distributions indiquent que la multiplicité moyenne associée aux  $J/\Psi$  présente un comportement stable en fonction des runs et ne dépend pas de la polarité d'ACM.

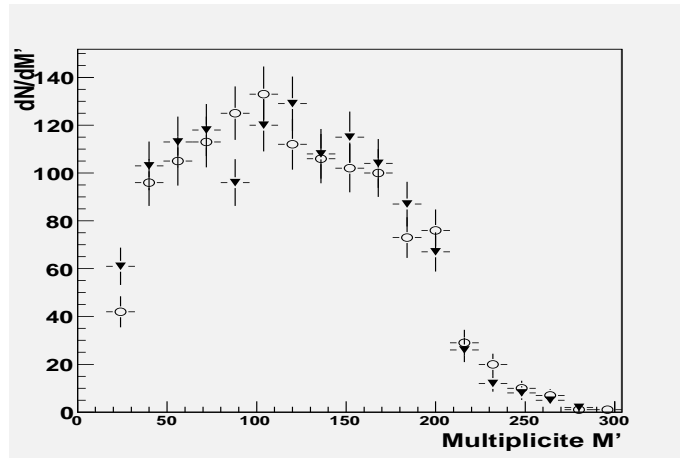


FIG. 5.23 – Distribution du nombre de  $J/\Psi$  en fonction de la multiplicité corrigée  $M'$  et pour les deux polarités d'ACM (ACM=-4000A, triangles) et (ACM=+4000A, ronds).

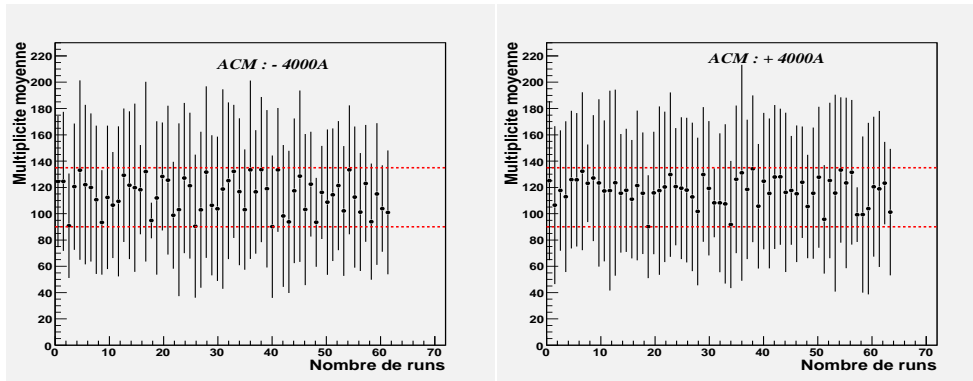


FIG. 5.24 – Distributions de la multiplicité moyenne associée aux candidats  $J/\Psi$  en fonction des fichiers analysés et de la polarité du toroïde ACM. Les runs dont la multiplicité moyenne est inférieure à 90 ou supérieure à 135 traces sont rejetés (les barres d'erreurs sont les rms des distributions).

### 5.3.2.5 Calcul du rapport $J/\Psi / \text{MB} / n_{coll}$

La distribution du nombre de  $J/\Psi$  pondérée aux nombres de collisions  $n_{coll}$  en fonction du nombre de participants  $n_{part}$  est présentée sur la figure 5.25.

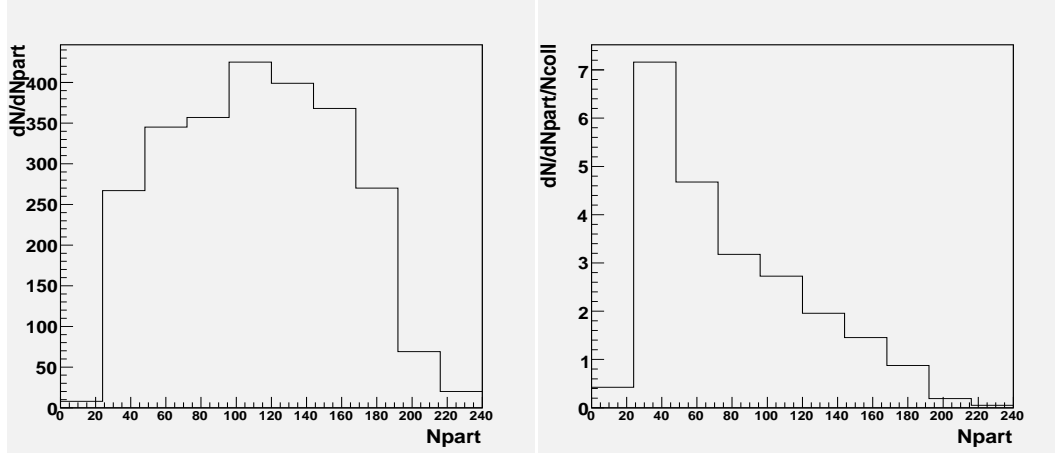


FIG. 5.25 – Distributions du nombre de  $J/\Psi$  en fonction de  $n_{part}$  (à gauche), et pondéré avec l'inverse de  $n_{coll}$  (à droite) intégrées sur les deux polarités d'ACM.

La figure 5.26 présente la distribution des événements biais minimum en fonction du nombre de participants.

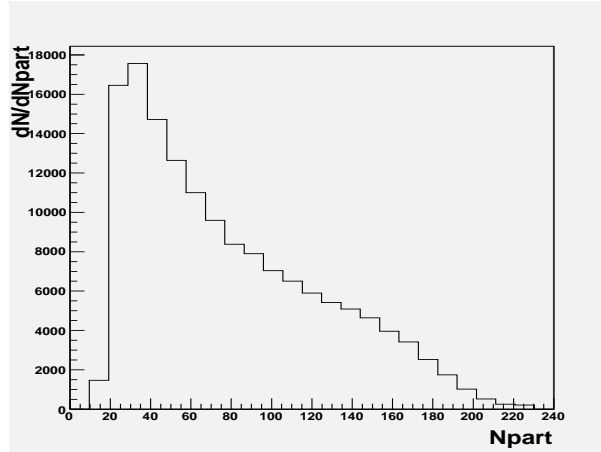


FIG. 5.26 – Distribution du nombre d'événements de biais minimum en fonction du nombre de participants. Ces données cumulent les deux polarités du dipole PT7.

Des distributions précédentes, nous déduisons le rapport  $R_{J/\psi/MB/n_{coll}}$  de l'équation 5.9, présenté sur la figure 5.27 pour les 8 classes en centralité. Les barres d'erreur du rapport  $R$  sont purement statistiques. Pour comparaison, les données des collisions Pb-Pb de l'expérience NA50 ([202]) sont superposées au rapport  $R_{J/\psi/MB/n_{coll}}$ . Le rapport  $R$  a été arbitrairement renormalisé par rapport à ces données. Les données Pb-Pb sont relatives au rapport des sections efficaces du  $J/\Psi$  sur celle du Drell-Yan. La mesure de la centralité dans ces collisions Pb-Pb a été obtenue par l'intermédiaire de l'énergie transverse neutre  $E_0$ .

On constate que le rapport  $R_{J/\psi/MB/n_{coll}}$  des données des collisions In-In est, dans la limite des barres d'erreurs, en accord par rapport à la courbe d'absorption normale nucléaire relative à  $\sigma_{abs} = 4.18 \pm 0.35 \text{ mb}$  ([202]). Les données Pb-Pb mettent en évidence une suppression anormale de la production du  $J/\Psi$  pour les collisions les plus centrales. Les résultats que nous obtenons indiquent une suppression monotone

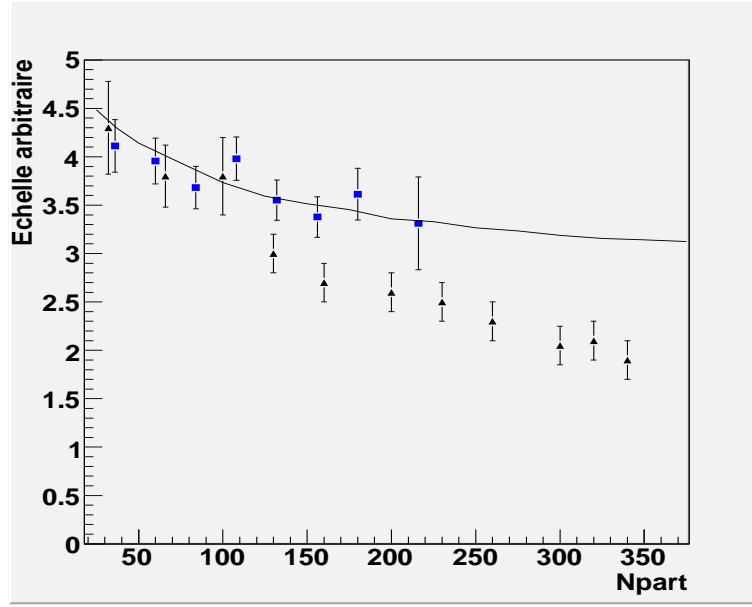


FIG. 5.27 – Distribution du rapport  $R_{J/\psi/MB/n_{coll}}$  en fonction du nombre de participants (carrés). Les données en Pb-Pb du rapport  $J/\Psi$  / DY de NA50 sont présentées (triangles) ainsi que la courbe d'absorption nucléaire [202] avec  $\sigma_{abs} = 4.18 \pm 0.35 \text{ mb}$ .

et donc induite uniquement par l'absorption nucléaire et ceci quelque soit la centralité des réactions d'In-In.

## 5.4 Conclusions

Nous avons, dans ce mémoire, utilisé la multiplicité des traces reconstruites dans le télescope à vertex comme un estimateur de la centralité de la collision. Cette centralité a été calculée en termes de nombre de participants et de nombre de collisions binaires grâce au code de Monte-Carlo VENUS. Nous avons montré que ce code donnait des valeurs de  $n_{part}$  et  $n_{coll}$  proches de celles produites par le modèle de Glauber. Les distributions de multiplicité en fonction de la pseudo-rapacité que nous obtenons sont compatibles avec de précédentes études réalisées par la collaboration NA60 faisant intervenir le code UrQMD. Nous avons utilisé cet estimateur de centralité pour réaliser une étude préliminaire de la suppression du  $J/\Psi$  rapportée aux événements de biais minimum sous la forme d'un rapport  $R_{J/\psi/MB/n_{coll}}$ .

Nous avons comparé la suppression du  $J/\Psi$  des collisions In-In par rapport à celle des données Pb-Pb de la collaboration NA50. La production du  $J/\Psi$  de NA50 a été rapportée à celle du Drell-Yan en prenant en compte une absorption nucléaire de section efficace  $\sigma_{abs} = 4.18 \pm 0.35 \text{ mb}$ . Nous constatons, dans les collisions In-In, une suppression monotone du  $J/\Psi$  en fonction du nombre de participants, compatible avec des effets classiques d'absorption dans le milieu nucléaire.

L'étude préliminaire du  $J/\Psi$  a été réalisée avec seulement une partie des données In-In, l'ensemble des données acquises par la collaboration NA60 devra être utilisée pour compléter cette étude. Une confirmation de ces résultats en utilisant des coupures très strictes semble nécessaire. Cette étude sera rendue possible par l'augmentation de la statistique.



# Annexe A

## Modèle de Glauber

### A.1 Introduction

Le modèle de Glauber [43] permet une description géométrique quantitative des collisions proton-noyau p-A et noyau-noyau A-B. Dans ce modèle, l'interaction A-B est décrite comme la superposition d'interactions indépendantes entre les A nucléons des noyaux cibles et les B nucléons des noyaux projectiles. Les quantités physiques introduites dans ce modèle sont : la section efficace d'interaction nucléon-nucléon et les distributions de densité nucléaire dans les noyaux. Le seul degré de liberté du modèle est le paramètre d'impact  $b$ <sup>1</sup>, qui permet de déterminer la centralité de la collision. Les observables telles que la section efficace, le taux de production, le nombre de collisions, le nombre de nucléons participants, la longueur moyenne de matière nucléaire traversée seront exprimées en fonction du paramètre d'impact  $b$ . Ce modèle ne prend pas en compte les effets nucléaires ("shadowing", absorption nucléaire normale...) ainsi que l'isospin (il ne fait pas de distinction entre les collisions proton-neutron, proton-proton, neutron-neutron).

### A.2 Formalisme

La géométrie d'une collision noyau-noyau A-B, représentée dans le plan longitudinal et dans le plan transverse à l'axe du faisceau, est décrite figure A.1 où est défini un certain nombre de variables utilisées dans la suite. Dans le noyau cible A, la densité de nucléons par unité de surface dans le plan transverse au point  $(\vec{s}, \vec{z}_A)$  s'exprime de la façon suivante :

$$T_A(\vec{s}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_A(\vec{s}, \vec{z}_A) dz_A \quad (\text{A.1})$$

où  $\rho_A(\vec{s}, \vec{z}_A)$  est la densité nucléaire au point  $(\vec{s}, \vec{z}_A)$  dans le noyau A, exprimée dans le système de coordonnées cylindriques. Celle-ci suit une distribution de Woods-Saxon qui représente la densité de probabilité qu'un nucléon se situe à une distance  $r$  du centre du noyau et qui, dans le système de coordonnées sphériques, s'écrit :

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-r_0}{a}}}. \quad (\text{A.2})$$

---

<sup>1</sup>On rappelle que le paramètre d'impact  $b$  est la distance transverse entre les deux centres des noyaux entrant en collision.



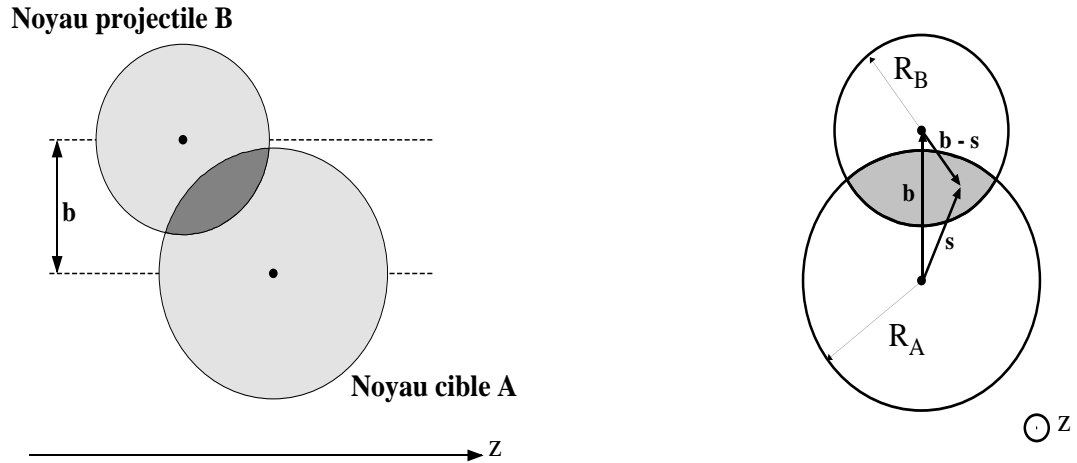


FIG. A.1 – Représentation schématique d'une collision entre deux noyaux A-B avec un paramètre d'impact  $b$ , représentée dans le plan longitudinal (à gauche) et dans le plan transverse (à droite).

où  $\rho_0$  est la densité nucléaire normale,  $r_0$  est la valeur du rayon à la densité moitié et  $a$  un paramètre de largeur. Les valeurs des paramètres dépendent du noyau considéré. Les valeurs des paramètres  $\rho_0$ ,  $r_0$  et  $a$  pour des noyaux d'indium sont regroupées dans le tableau A.1.

$\rho_0$ (fm <sup>-3</sup> )	$r_0$ (fm)	$a$ (fm)
0.17	5.357	0.563

TAB. A.1 – Valeurs des paramètres de la densité nucléaire pour des noyaux d'indium (<sup>115</sup>In).

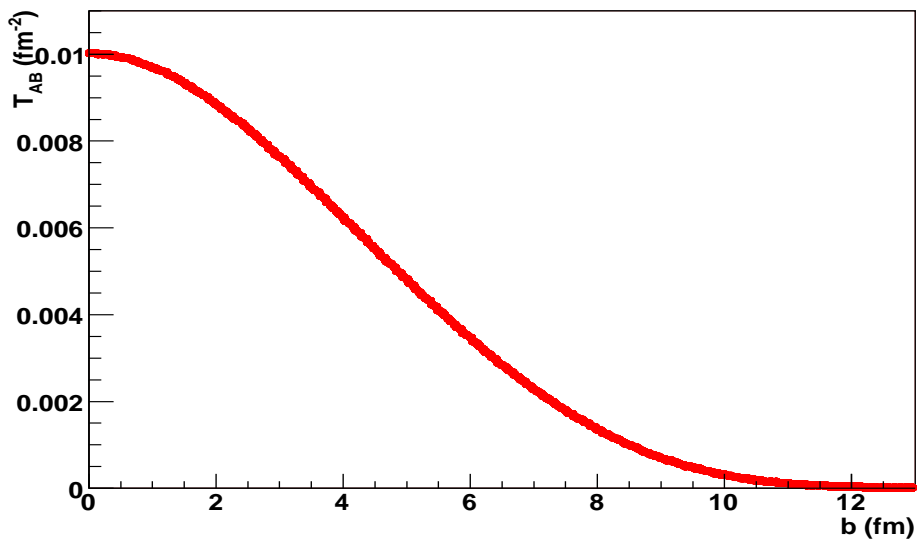


FIG. A.2 – Fonction de recouvrement  $T_{AB}$  (fm<sup>-2</sup>) en fonction du paramètre d'impact  $b$  (fm) pour une collision In-In.

La fonction  $T_A(\vec{s})$  est normalisée de la manière suivante :

$$\int T_A(\vec{s}) d^2s = 1 \quad (\text{A.3})$$

Pour le noyau projectile B, on définit de même la fonction  $T_B(\vec{b} - \vec{s})$  :

$$T_B(\vec{b} - \vec{s}) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_B(\vec{b} - \vec{s}, z_B) dz_B \text{ avec } \int T_B(\vec{b} - \vec{s}) d^2(b - s) = 1 \quad (\text{A.4})$$

On en déduit alors la densité de nucléons par unité de surface lorsque les noyaux A et B entrent en collision à un paramètre d'impact  $b$ , qui n'est autre que la convolution des densités de nucléons par unité de surface des noyaux A et B :

$$T_{AB}(\vec{b}) = \int T_A(\vec{s}) T_B(\vec{b} - \vec{s}) d^2s. \quad (\text{A.5})$$

Cette nouvelle fonction, aussi appelée fonction de recouvrement, est compte-tenu des équations A.3 et A.4 normalisée de la façon suivante :

$$\int T_{AB}(\vec{b}) d\vec{b} = 1. \quad (\text{A.6})$$

Si on suppose que les noyaux ne sont ni déformés ni orientés, alors dans ce cas  $T_{AB}(\vec{b})$  ne dépend que de la norme du paramètre d'impact  $b$ . Ainsi, on obtient les simplifications suivantes :  $T_i(\vec{b}) = T_i(b)$  et  $T_{AB}(\vec{b}) = T_{AB}(b)$ . La figure A.2 montre l'évolution de la fonction de recouvrement  $T_{AB}$  en fonction du paramètre d'impact  $b$  pour des collisions In-In à 158 GeV/c par nucléon.

### A.3 Section efficace inélastique

La probabilité  $P_{AB}^{in}(n, \vec{b})$  de l'occurrence de  $n$  collisions inélastiques nucléon-nucléon à un paramètre d'impact  $\vec{b}$  suit une loi binomiale :

$$P_{AB}^{in}(n, \vec{b}) = \binom{AB}{n} \left( T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in} \right)^n \left( 1 - T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in} \right)^{AB-n} \quad (\text{A.7})$$

où  $\sigma_{NN}^{in}$  est la section efficace inélastique nucléon-nucléon. Celle-ci vaut environ 32 mb. On en déduit la section efficace de production d'événements inélastiques de biais minimum dans une collision A-B de paramètre d'impact  $\vec{b}$ , qui n'est autre que la probabilité de l'occurrence d'au moins une collision inélastique nucléon-nucléon :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{AB}^{in}}{d\vec{b}} &= \sum_{n=1}^{AB} P_{AB}^{in}(n, \vec{b}) \\ &= \sum_{n=0}^{AB} P_{AB}^{in}(n, \vec{b}) - \left[ 1 - T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in} \right]^{AB} \\ &= 1 - \left[ 1 - T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in} \right]^{AB} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

En intégrant A.8 sur la variable azimutale on obtient la section efficace de biais minimum :

$$\frac{d\sigma^{MB}}{db} = 2\pi b \left( 1 - \left[ 1 - T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in} \right]^{AB} \right) \quad (\text{A.9})$$

## A.4 Nombre de collisions

À partir de l'équation A.7, donnant la probabilité d'avoir  $n$  collisions inélastiques nucléon-nucléon, on peut calculer le nombre moyen de collisions nucléon-nucléon pour un paramètre d'impact  $b$  :

$$N_{coll}^{AB}(\vec{b}) = \sum_{n=1}^{AB} n P_{AB}^{in}(n, \vec{b}) = AB T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{in}. \quad (\text{A.10})$$

## A.5 Nombre de nucléons participants

Une autre variable très intéressante pour caractériser une collision est le nombre moyen de nucléons participants  $N_{part}^{AB}(\vec{b})$  pour un paramètre d'impact  $\vec{b}$  donné. Un nucléon est dit participant s'il subit au moins une interaction inélastique durant la collision.  $N_{part}^{AB}(\vec{b})$  se calcule de la façon suivante :

$$\begin{aligned} N_{part}^{AB}(\vec{b}) = & \int AT_A(\vec{s}) \left( 1 - \left[ 1 - \sigma_{NN}^{in} T_B(\vec{b} - \vec{s}) \right]^B \right) d^2s \\ & + \int BT_B(\vec{b} - \vec{s}) \left( 1 - \left[ 1 - \sigma_{NN}^{in} T_A(\vec{s}) \right]^A \right) d^2s \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

## A.6 Processus dur

On considère maintenant le cas des processus dits "durs" tels que la production de  $J/\Psi$ , le Drell-Yan ou la création de paires  $c\bar{c}$ . Toutes les interactions binaires ayant la même probabilité de produire un tel processus, sa section efficace doit suivre la même loi binomiale que celle donnée par l'équation A.7. Cependant la section efficace inélastique nucléon-nucléon  $\sigma_{NN}^{in}$  doit être remplacée par la section efficace de production de processus durs  $\sigma_{NN}^{dur}$  dans les collisions nucléon-nucléon. Cette dernière étant très petite ( $T_{AB}(\vec{b})\sigma_{NN}^{dur} \ll 1$ ) la section efficace A-B sera dominée par le premier terme ( $n = 1$ ) de la somme de l'équation A.7 :

$$\frac{d\sigma_{NN}^{dur}}{d\vec{b}} = AB T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{dur} \simeq N_{coll}^{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{dur}. \quad (\text{A.12})$$

En intégrant cette équation sur le paramètre d'impact  $\vec{b}$  et compte-tenu du fait que la fonction de recouvrement  $T_{AB}(\vec{b})$  est normalisée à l'unité, la section efficace totale de production d'un processus dur s'écrit :

$$\sigma_{AB}^{dur} = AB \int T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN}^{dur} d\vec{b} = AB \sigma_{NN}^{dur}. \quad (\text{A.13})$$

## A.7 Production du $J/\Psi$ et absorption nucléaire

Dans une collision A-B de paramètre d'impact  $\vec{b}$ , le  $J/\Psi$  est produit lors d'un processus dur et sa section efficace de production compte-tenu de A.12 s'écrit :

$$\frac{d\sigma_{AB}^{J/\Psi}}{d\vec{b}} = AB T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{pp}^{J/\Psi} \quad (\text{A.14})$$

où  $\sigma_{pp}^{J/\Psi}$  est la section efficace élémentaire de production du  $J/\Psi$ . La paire  $c\bar{c}$ , une fois produite peut interagir avec le milieu nucléaire environnant avec une section efficace  $\sigma_{abs}$  : c'est la suppression dite "normale" du  $J/\Psi$ . Celle-ci peut être prise en compte dans le modèle de Glauber en introduisant une probabilité de survie du  $J/\Psi$  de la forme :

$$S_{AB}(\vec{b}, \vec{s}, z_A, z_B) = \exp \left( -(A-1) \int_{-\infty}^{z_A} dz \rho_A(\vec{s}, z) \sigma_{abs} - (B-1) \int_{-\infty}^{z_B} dz \rho_B(\vec{b} - \vec{s}, z) \sigma_{abs} \right)$$

En prenant en compte les interactions du  $J/\Psi$  avec la matière, l'équation A.14 s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{AB}^{J/\Psi}}{d\vec{b}} &= AB\sigma_{pp}^{J/\Psi} \int d^2s \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_A(\vec{s}, z_A) e^{-[(A-1) \int_{-\infty}^{z_A} \rho_A(\vec{s}, z) dz] \sigma_{abs}} dz_A \\ &\quad \times \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_B(\vec{b} - \vec{s}, z_B) e^{-[(B-1) \int_{-\infty}^{z_B} \rho_B(\vec{b} - \vec{s}, z) dz] \sigma_{abs}} dz_B \end{aligned}$$

Cette équation peut se mettre sous la forme :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{AB}^{J/\Psi}}{d\vec{b}} &= \frac{AB\sigma_{pp}^{J/\Psi}}{(A-1)(B-1)\sigma_{abs}^2} \int d^2s \left( 1 - e^{-[(A-1) \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_A(\vec{s}, z) dz] \sigma_{abs}} \right) \\ &\quad \times \left( 1 - e^{-[(B-1) \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_B(\vec{b} - \vec{s}, z) dz] \sigma_{abs}} \right) \\ &= \frac{AB\sigma_{pp}^{J/\Psi}}{(A-1)(B-1)\sigma_{abs}^2} \int d^2s \left( 1 - e^{-(A-1)T_A(\vec{s})\sigma_{abs}} \right) \\ &\quad \times \left( 1 - e^{-(B-1)T_B(\vec{b} - \vec{s})\sigma_{abs}} \right) \end{aligned}$$

Si la section efficace d'absorption est suffisamment petite, un développement de l'équation précédente conduit à :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{AB}^{J/\Psi}}{d\vec{b}} &= ABT_{AB}(\vec{b})\sigma_{pp}^{J/\Psi} \left[ 1 - \sigma_{abs} \frac{\int T_A(\vec{s})T_B(\vec{b} - \vec{s}) \frac{(A-1)T_A(\vec{s}) + (B-1)T_B(\vec{b} - \vec{s})}{2} d^2s}{T_{AB}(\vec{b})} + \dots \right] \\ &\simeq ABT_{AB}(\vec{b})\sigma_{pp}^{J/\Psi} e^{-\sigma_{abs}\rho_0 L(\vec{b})} \end{aligned} \quad (A.15)$$

en posant :

$$L(\vec{b}) = \frac{1}{\rho_0} \frac{\int T_A(\vec{s})T_B(\vec{b} - \vec{s}) \frac{(A-1)T_A(\vec{s}) + (B-1)T_B(\vec{b} - \vec{s})}{2} d^2s}{T_{AB}(\vec{b})} \quad (A.16)$$

où  $L(\vec{b})$  représente la longueur moyenne de matière nucléaire traversée par le  $J/\Psi$  lorsque celui-ci est produit dans une collision A-B de paramètre d'impact  $\vec{b}$ .  $\rho_0$  représente la densité nucléaire normale ( $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ ). Dans le cas des collisions p-A, l'équation A.16 s'écrit :

$$L(\vec{b}) = \frac{1}{\rho_0} \frac{\int \frac{A-1}{2} T_A^2(\vec{s}) d^2s}{\int T_A(\vec{s}) d^2s} \quad (A.17)$$

## A.8 Valeurs moyennes de $L$ et $N_{part}$

Les équations A.11 et A.16 nous permettent de calculer les valeurs moyennes de  $L(\vec{b})$  et  $N_{part}(\vec{b})$ . Pour les processus durs comme le  $J/\Psi$  et le Drell-Yan, on utilise la section efficace définie par la relation A.12 :

$$L = \langle L(\vec{b}) \rangle = \frac{\int L(\vec{b}) \frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{d\vec{b}} d\vec{b}}{\int \frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{d\vec{b}} d\vec{b}} = \frac{\int L(\vec{b}) T_{AB}(\vec{b}) d\vec{b}}{\int T_{AB}(\vec{b}) d\vec{b}} \quad (\text{A.18})$$

$$N_{part} = \langle N_{part}(\vec{b}) \rangle = \frac{\int N_{part}(\vec{b}) T_{AB}(\vec{b}) d\vec{b}}{\int T_{AB}(\vec{b}) d\vec{b}} \quad (\text{A.19})$$

## A.9 Mesures expérimentales et centralité

Dans cette partie nous allons voir comment relier les mesures expérimentales des détecteurs qui sont le calorimètre à zéro degré (ZDC) et le télescope à vertex (VT) à la centralité de la collision.

### A.9.1 Le calorimètre à zéro degré (ZDC)

Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.8, le calorimètre à zéro degré mesure l'énergie des fragments spectateurs du projectile  $E_{ZDC}$ . Nous devons donc déterminer le lien entre les différentes quantités calculées précédemment (sections efficaces, nombre de participants  $N_{part}$ , longueur moyenne de matière nucléaire traversée  $L$ ) et la valeur de cette énergie. Dans ce but, on est amené à introduire, dans le formalisme du modèle de Glauber, la probabilité de mesurer une énergie  $E_{ZDC}(\vec{b})$  pour un paramètre d'impact  $\vec{b}$  donné que l'on notera :  $P(E_{ZDC}|\vec{b})$ . Cette probabilité suit une loi de distribution gaussienne de valeur moyenne  $\langle E_{ZDC}(\vec{b}) \rangle$  et de largeur  $\sigma_{E_{ZDC}}(\vec{b})$  :

$$P(E_{ZDC}|\vec{b}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{E_{ZDC}}(\vec{b})} e^{-\frac{1}{2} \frac{(E_{ZDC} - \langle E_{ZDC}(\vec{b}) \rangle)^2}{\sigma_{E_{ZDC}}^2(\vec{b})}} \quad (\text{A.20})$$

Dans le cadre du modèle des "nucléons blessés" [198], l'énergie libérée lors d'une collision est proportionnelle au nombre de nucléons participants  $N_{part}(\vec{b})$ . Ainsi, lors des collisions In-In à 158 GeV/c par nucléon l'énergie moyenne mesurée par le ZDC,  $\langle E_{ZDC}(\vec{b}) \rangle$ , est exprimée à partir du paramètre d'impact  $\vec{b}$  par la relation suivante :

$$\langle E_{ZDC}(\vec{b}) \rangle = 158. \left( 115 - \frac{N_{part}(\vec{b})}{2} \right) + \alpha. N_{part}(\vec{b}) \quad (\text{A.21})$$

où  $\alpha$  est un facteur permettant de prendre en compte la fraction de particules secondaires (principalement des pions) entrant dans le ZDC. La largeur de la gaussienne  $\sigma_{E_{ZDC}}(\vec{b})$  prend en compte la résolution du détecteur et est paramétrisée de la façon suivante [199] :

$$\sigma_{E_{ZDC}}(\vec{b}) = \sqrt{\left( \beta. \sqrt{E_{ZDC}(\vec{b})} + \gamma. E_{ZDC}(\vec{b}) \right)^2 + \delta^2} \quad (\text{A.22})$$

où  $\beta$  et  $\gamma$  sont des paramètres extraits de la calibration du ZDC et  $\delta$  un paramètre qui prend en compte l'élargissement du signal dû aux incertitudes de la calibration et à la largeur des pieds. Les paramètres  $\alpha$  et  $\delta$  sont déterminés en ajustant le spectre en énergie enregistré par le ZDC en déclenchement de biais minimum avec la section efficace correspondante :

$$\frac{d\sigma_{AB}^{in}}{dE_{ZDC}} = \int \frac{d\sigma_{AB}^{in}}{d\vec{b}} P(E_{ZDC}|\vec{b}) d\vec{b} \quad (\text{A.23})$$

Une fois ces paramètres déterminés, on peut calculer la section efficace de production de processus durs en fonction de l'énergie  $E_{ZDC}$  :

$$\frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{dE_{ZDC}} = \int \frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{d\vec{b}} P(E_{ZDC}|\vec{b}) d\vec{b} \quad (\text{A.24})$$

De même, si on considère une tranche en centralité définie par les bornes  $E_{ZDC1}$  et  $E_{ZDC2}$ , on peut calculer les valeurs moyennes de  $L$  et  $N_{part}$  à l'aide des relations suivantes :

$$N_{part} = \frac{\int_{E_{ZDC1}}^{E_{ZDC2}} \int N_{part}(\vec{b}) T_{AB}(\vec{b}) P(E_{ZDC}|\vec{b}) d\vec{b} dE_{ZDC}}{\int_{E_{ZDC1}}^{E_{ZDC2}} \int T_{AB}(\vec{b}) P(E_{ZDC}|\vec{b}) d\vec{b} dE_{ZDC}} \quad (\text{A.25})$$

$$L = \frac{\int_{E_{ZDC1}}^{E_{ZDC2}} \int L(\vec{b}) T_{AB}(\vec{b}) P(E_{ZDC}|\vec{b}) d\vec{b} dE_{ZDC}}{\int_{E_{ZDC1}}^{E_{ZDC2}} \int T_{AB}(\vec{b}) P(E_{ZDC}|\vec{b}) d\vec{b} dE_{ZDC}} \quad (\text{A.26})$$

### A.9.2 Le télescope à vertex (VT)

Comme nous l'avons vu au paragraphe 3.6, le vertex télescope (VT) permet entre autre d'accéder à la multiplicité que l'on notera  $Mul$ . Nous devons donc déterminer le lien entre les différentes quantités calculées précédemment (sections efficaces, nombre de participants  $N_{part}$ , longueur moyenne de matière nucléaire traversée  $L$ ) et la valeur de cette multiplicité. Dans ce but, on est amené à introduire, dans le formalisme du modèle de Glauber, la probabilité de mesurer une multiplicité  $Mul(\vec{b})$  pour un paramètre d'impact  $\vec{b}$  donné que l'on notera :  $P(Mul|\vec{b})$ . Cette probabilité suit une loi de distribution gaussienne de valeur moyenne  $\langle Mul(\vec{b}) \rangle$  et de largeur  $\sigma_{Mul}(\vec{b})$  :

$$P(Mul|\vec{b}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{Mul}(\vec{b})} e^{-\frac{1}{2} \frac{(Mul - \langle Mul(\vec{b}) \rangle)^2}{\sigma_{Mul}^2(\vec{b})}} \quad (\text{A.27})$$

On fait l'hypothèse que la multiplicité est proportionnelle au nombre de nucléons participants et que la largeur de la gaussienne prend en compte la résolution expérimentale du télescope à vertex (VT). On écrit alors :

$$\begin{cases} \langle Mul(\vec{b}) \rangle &= q N_{part}(\vec{b}) \\ \sigma_{Mul}(\vec{b}) &= \omega q \langle Mul(\vec{b}) \rangle = \omega q^2 N_{part}(\vec{b}) \end{cases} \quad (\text{A.28})$$

où  $q$  représente la multiplicité moyenne par participant et  $\omega$  est relié à la résolution expérimentale. Ces paramètres  $q$  et  $\omega$  sont déterminés en ajustant la distribution en

multiplicité enregistrée par le télescope à vertex (VT) en déclenchement de biais minimum avec la section efficace correspondante :

$$\frac{d\sigma_{AB}^{in}}{dMul} = \int \frac{d\sigma_{AB}^{in}}{d\vec{b}} P(Mul|\vec{b}) d\vec{b} \quad (\text{A.29})$$

Une fois ces paramètres déterminés, on peut calculer la section efficace de production de processus durs en fonction de la multiplicité  $Mul$  :

$$\frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{dMul} = \int \frac{d\sigma_{AB}^{dur}}{d\vec{b}} P(Mul|\vec{b}) d\vec{b} \quad (\text{A.30})$$

De même, si on considère une tranche en centralité définie par les bornes  $Mul_1$  et  $Mul_2$ , on peut calculer les valeurs moyennes de  $L$  et  $N_{part}$  à l'aide des relations suivantes :

$$N_{part} = \frac{\int_{Mul_1}^{Mul_2} \int N_{part}(\vec{b}) T_{AB}(\vec{b}) P(Mul|\vec{b}) d\vec{b} dMul}{\int_{Mul_1}^{Mul_2} \int T_{AB}(\vec{b}) P(Mul|\vec{b}) d\vec{b} dMul} \quad (\text{A.31})$$

$$L = \frac{\int_{Mul_1}^{Mul_2} \int L(\vec{b}) T_{AB}(\vec{b}) P(Mul|\vec{b}) d\vec{b} dMul}{\int_{Mul_1}^{Mul_2} \int T_{AB}(\vec{b}) P(Mul|\vec{b}) d\vec{b} dMul} \quad (\text{A.32})$$

# Annexe B

## Les équations de l'alignement

Dans cette annexe est décrite plus en détails la méthode mathématique [192] permettant la simplification et la résolution du système d'équations formé par les équations 4.11 et 4.12 donné par la méthode d'ajustement global des moindres carrés présentée au paragraphe 4.2.2.2.

### B.1 Simplification du système d'équations

La méthode de simplification consiste à reconnaître dans le système d'équations formé par les équations 4.11 et 4.12 une structure de la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{C} & \mathbf{G} \\ \mathbf{G}^T & \mathbf{\Gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{a} \\ \alpha \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{b} \\ \beta \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

où  $\mathbf{C}$ ,  $\mathbf{\Gamma}$  et  $\mathbf{G}$  sont respectivement des sous-matrices de dimensions  $n \times m$ ,  $m \times m$  et  $n \times m$ ,  $\mathbf{a}$  et  $\mathbf{b}$  sont des vecteurs de dimension  $m$ . Une solution du système d'équation B.1 peut s'exprimer en termes de la solution du système d'équations  $\mathbf{\Gamma}\alpha' = \beta$  dont la solution est :

$$\alpha' = \mathbf{\Gamma}^{-1}\beta \quad (\text{B.2})$$

qui est différent du vecteur  $\alpha$ . Dès lors que la matrice  $\mathbf{\Gamma}$  est inversée, la solution complète du système d'équations peut s'écrire :

$$\begin{pmatrix} \mathbf{a} \\ \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{B} & -\mathbf{B}\mathbf{G}\mathbf{\Gamma}^{-1} \\ -\mathbf{\Gamma}^{-1}\mathbf{G}^T\mathbf{B} & \mathbf{\Gamma}^{-1} - \mathbf{\Gamma}^{-1}\mathbf{G}^T\mathbf{B}\mathbf{G}\mathbf{\Gamma}^{-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{b} \\ \beta \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

avec la sous-matrice  $\mathbf{B}$  donnée par l'expression :

$$\mathbf{B} = (\mathbf{C} - \mathbf{G}\mathbf{\Gamma}^{-1}\mathbf{G}^T)^{-1} \quad (\text{B.4})$$

et  $\mathbf{G}^T$  est la matrice transposée de la matrice  $\mathbf{G}$ . Ainsi on peut obtenir la solution  $\mathbf{a}$  séparément, en utilisant l'équation B.2 :

$$\mathbf{a} = \mathbf{B}\mathbf{b} - \mathbf{B}\mathbf{G}\mathbf{\Gamma}^{-1}\beta = \mathbf{B}(\mathbf{b} - \mathbf{G}\alpha') \quad (\text{B.5})$$

La résolution du système d'équation B.1 est ainsi simplifiée. En effet, si la matrice carrée  $\mathbf{\Gamma}$  de dimension  $m \times m$  peut être inversée facilement alors, pour obtenir la solution du système d'équations on doit seulement inverser une matrice carrée de dimension  $n \times n$  au lieu de devoir inverser la matrice de dimension plus élevée  $(n + m) \times (n + m)$ . Le problème se réduit à l'inversion de deux matrices de dimension plus faible.



## B.2 Structure des équations de l'alignement

Les équations 4.11 et 4.12 issues de la minimisation du  $\chi^2$  présentent une structure de la forme donnée par le système d'équation B.1. Le vecteur  $\mathbf{a}$  contient les paramètres  $(\xi_s, \nu_s, \phi_s, \mu_s)$  de tous les capteurs définis au paragraphe 4.2.2.2 et la matrice  $\mathbf{C}$  contient les coefficients qui relient ces paramètres entre eux :

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} \mathbf{C}_1 & & & \\ & \ddots & & \\ & & \mathbf{C}_s & \\ & & & \ddots \\ & & & & \mathbf{C}_{N_s} \end{pmatrix} \quad (\text{B.6})$$

avec :

$$\mathbf{C}_s = \begin{pmatrix} U_{xx} & U_{xy} & U_{xx}y_\phi + U_{xy}x_\phi & & & \\ U_{xy} & U_{yy} & U_{yy}x_\phi + U_{xy}y_\phi & & & \\ U_{xx}y_\phi + U_{xy}x_\phi & U_{yy}x_\phi + U_{xy}y_\phi & U_{xx}y_\phi^2 + U_{yy}x_\phi^2 + 2U_{xy}x_\phi y_\phi & & & \\ U_{xx}x_\mu + U_{xy}y_\mu & U_{yy}y_\mu + U_{xy}x_\mu & U_{xx}x_\mu y_\phi + U_{yy}x_\phi y_\mu + U_{xy}(x_\phi x_\mu + y_\phi y_\mu) & & & \\ & & U_{xx}x_\mu + U_{xy}y_\mu & & & \\ & & U_{yy}y_\mu + U_{xy}x_\mu & & & \\ & & U_{xx}x_\mu y_\phi + U_{yy}x_\phi y_\mu + U_{xy}(x_\phi x_\mu + y_\phi y_\mu) & & & \\ & & & U_{xx}x_\mu^2 + U_{yy}y_\mu^2 + 2U_{xy}x_\mu y_\mu & & \end{pmatrix} \quad (\text{B.7})$$

Afin d'alléger les écritures, l'indice  $s$  est omis dans l'écriture des éléments de matrice et on définit de nouvelles variables  $x_\phi, y_\phi, x_\mu, y_\mu$  :

- $x_\phi = x - x_{0\phi}$  ;
- $y_\phi = y - y_{0\phi}$  ;
- $x_\mu = x - x_{0\mu}$  ;
- $y_\mu = y - y_{0\mu}$  ;

dans les équations B.7 et B.8. La partie correspondante du vecteur  $\mathbf{b}$  s'écrit :

$$\mathbf{b}_s = \begin{pmatrix} U_{xx}x + U_{xy}y \\ U_{yy}y + U_{xy}x \\ U_{xx}xy_\phi + U_{yy}yx_\phi + U_{xy}(xx_\phi + yy_\phi) \\ U_{xx}xx_\mu + U_{yy}yy_\mu + U_{xy}(xy_\mu + yx_\mu) \end{pmatrix} \quad (\text{B.8})$$

Le vecteur  $\alpha$  contient les paramètres d'ajustement des traces et la matrice  $\mathbf{\Gamma}$  les coefficients qui les relient entre eux :

$$\mathbf{\Gamma} = \begin{pmatrix} \mathbf{\Gamma}_1 & & & & \\ & \ddots & & & \\ & & \ddots & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & \mathbf{\Gamma}_t \\ & & & & & \ddots \\ & & & & & & \ddots \\ & & & & & & & \mathbf{\Gamma}_{N_{\text{traces}}} \end{pmatrix} \quad (\text{B.9})$$

avec :

$$\mathbf{\Gamma}_t = \sum_{s \in t} \begin{pmatrix} U_{xx} & U_{xx}\zeta & U_{xx}M & U_{xy} & U_{xy}z \\ U_{xx}\zeta & U_{xx}\zeta^2 & U_{xx}M\zeta & U_{xy}\zeta & U_{xy}z\zeta \\ U_{xx}M & U_{xx}\zeta M & U_{xx}M^2 & U_{xy}M & U_{xy}zM \\ U_{xy} & U_{xy}\zeta & U_{xy}M & U_{yy} & U_{yy}z \\ U_{xy}z & U_{xy}z\zeta & U_{xy}zM & U_{yy}z & U_{yy}z^2 \end{pmatrix} \quad (\text{B.10})$$

La partie correspondante du vecteur  $\beta$  s'écrit :

$$\beta_t = \sum_{s \in t} \begin{pmatrix} U_{xx}x + U_{xy}y \\ U_{xx}x\zeta + U_{xy}y\zeta \\ U_{xx}xM + U_{xy}yM \\ U_{yy}y + U_{xy}y \\ U_{yy}yz + U_{xy}yz \end{pmatrix} \quad (\text{B.11})$$

Afin d'alléger les écritures les indices  $s$  et  $t$  ont été omis dans les équations B.10 et B.11. La matrice  $\mathbf{\Gamma}$  étant une matrice diagonale, son inversion est particulièrement facile : chaque sous-matrice  $\mathbf{\Gamma}_t$  peut-être inversée individuellement. En effet, les traces sont indépendantes les unes des autres si on ne considère pas les paramètres d'alignement des capteurs.

La matrice  $\mathbf{G}$  permet de relier les paramètres d'ajustement des traces et les paramètres d'alignement des capteurs :

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} \mathbf{G}_{11} & \mathbf{G}_{12} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \mathbf{G}_{21} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \mathbf{G}_{st} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \mathbf{G}_{N_s N_{\text{traces}}} \end{pmatrix} \quad (\text{B.12})$$

avec :

$$\mathbf{G}_{st} = \begin{pmatrix} U_{xx} & U_{xx}\zeta & U_{xx}M \\ U_{xy} & U_{xy}\zeta & U_{xy}M \\ U_{xx}y_\phi + U_{xy}x_\phi & (U_{xx}y_\phi + U_{xy}x_\phi)\zeta & (U_{xx}y_\phi + U_{xy}x_\phi)M \\ U_{xy}x_\mu + U_{xy}y_\mu & (U_{xy}x_\mu + U_{xy}y_\mu)\zeta & (U_{xy}x_\mu + U_{xy}y_\mu)M \\ U_{xy} & U_{xy}z \\ U_{yy} & U_{yy}z \\ U_{yy}x_\phi + U_{xy}y_\phi & (U_{yy}x_\phi + U_{xy}y_\phi)z \\ U_{yy}y_\mu + U_{xy}x_\mu & (U_{yy}y_\mu + U_{xy}x_\mu)z \end{pmatrix} \quad (\text{B.13})$$

Généralement les traces individuelles ne touchant pas tous les capteurs, plusieurs sous-matrices  $\mathbf{G}_{st}$  sont des matrices à coefficients nuls.

## B.3 Contraintes imposées

Les capteurs sont alignés les uns par rapport aux autres, l'ensemble des capteurs situés sur les plans de pixels se déplace donc librement en  $X$  et  $Y$ , la solution des équations de l'alignement n'est pas stable. Il est donc nécessaire de fixer deux capteurs en  $X$  et  $Y$ . De plus, le champ magnétique dipolaire créé par l'aimant PT7 étant non nul, on doit fixer trois capteurs en  $Y$ . En effet, dans le plan où a lieu la déviation, les

traces sont ajustées par une parabole et non par une droite. Le rayon de courbure de cette parabole doit être fixé pour l'ensemble du dispositif, de même pour le facteur d'agrandissement. Dans le télescope à vertex, les capteurs se chevauchent, il n'est donc pas nécessaire d'imposer des contraintes sur l'angle azimutal des capteurs.

Les paramètres d'alignement sont fixés en introduisant une contrainte gaussienne :

$$\chi^2 \longrightarrow \chi^2 + \sum_{c=1}^{N_{\text{contraintes}}} \frac{p_c - p_{c0}}{\sigma_{pc}^2} \quad (\text{B.14})$$

où  $p_c$  représente n'importe quel paramètre de l'alignement contraint. Ceci introduit des termes supplémentaires dans les matrices  $\mathbf{C}_s$  et  $\mathbf{b}_s$  si plusieurs paramètres d'alignement des capteurs sont contraints. Par exemple, si tous les paramètres doivent être fixés :

$$\mathbf{C}_s \rightarrow \mathbf{C}_s + \begin{pmatrix} \frac{1}{\sigma_x^2} & & & \\ & \frac{1}{\sigma_y^2} & & \\ & & \frac{1}{\sigma_\phi^2} & \\ & & & \frac{1}{\sigma_\mu^2} \end{pmatrix} \quad (\text{B.15})$$

et

$$\mathbf{b}_s \rightarrow \mathbf{b}_s + \begin{pmatrix} x_0 \\ \frac{\sigma_x^2}{y_0} \\ \frac{\sigma_y^2}{\phi_0} \\ \frac{\sigma_\phi^2}{\mu_0} \\ \frac{\sigma_\mu^2}{\sigma_\mu^2} \end{pmatrix}. \quad (\text{B.16})$$

## B.4 Détermination des paramètres d'alignement

Les différentes étapes de la méthode d'ajustement global des moindres carrés permettant d'obtenir les paramètres d'alignement sont :

1. On résout pour chaque trace  $t$  l'équation :

$$\alpha'_t = \mathbf{\Gamma}^{-1} \beta_t.$$

2. On construit les matrices  $\mathbf{C}_t$  et  $\mathbf{b}_t$  à partir des matrices  $\mathbf{C}_s$  et  $\mathbf{b}_s$  contenant les coefficients reliant les paramètres des capteurs ( $\xi_s, v_s, \phi_s, \mu_s$ ) touchés par la trace  $t$  et si nécessaire on applique les contraintes gaussiennes.
3. La matrice  $\mathbf{G}_t$  est construite à partir des matrices  $\mathbf{G}_{st}$  contenant les coefficients reliant les paramètres d'alignement des capteurs touchés par la trace  $t$ .
4. On calcule pour chaque trace  $t$  :

$$\begin{aligned} \mathbf{C}'_t &= (\mathbf{C}_t - \mathbf{G}_t \mathbf{\Gamma}^{-1} \mathbf{G}_t^T)^{-1} \text{ et} \\ \mathbf{b}'_t &= \mathbf{b}_t - \mathbf{G}_t \alpha'_t \end{aligned}$$

puis on calcule les sommes :

$$\begin{aligned}\mathbf{C}' &\rightarrow \mathbf{C}' + \mathbf{C}'_t \\ \mathbf{b}' &\rightarrow \mathbf{b}' + \mathbf{b}'_t\end{aligned}$$

5. On répète les étapes 1 à 4 pour chaque trace  $t$ .
6. Les paramètres d'alignement sont obtenus en résolvant :

$$\mathbf{a} = \mathbf{C}'^{-1}\mathbf{b}'$$



# Table des figures

1.1	Spectroscopie des baryons charmés : à gauche est représenté le 20-uplet de $SU_f(4)$ construit à partir de l'octet de $SU_f(3)$ et à droite est représenté le 20-uplet de $SU_f(4)$ construit à partir du décuplet de $SU_f(3)$ . . . . .	3
1.2	Évolution de la constante de couplage de QCD, $\alpha_s(Q)$ , en fonction du quadri-moment de transfert $Q$ (GeV) [21]. . . . .	8
1.3	Exemples de diagrammes de Feynman représentant l'état hadronique final de processus permettant de déterminer la constante de couplage de QCD $\alpha_s(Q)$ [21]. . . . .	9
1.4	Représentation schématique du modèle du sac du MIT. . . . .	12
1.5	Évolution de la pression en fonction de la température pour un gaz de pions et un plasma de quarks et de gluons. . . . .	13
1.6	Densité d'énergie en fonction de la température. Les flèches à droite indiquent le cas limite du gaz parfait. La courbe rouge représente deux saveurs de quarks légers, la bleue trois saveurs légères et la verte deux saveurs légères plus une saveur lourde [32]. . . . .	15
1.7	Déviations de l'équation d'état du plasma de quarks et de gluons par rapport à celle du gaz parfait pour un potentiel chimique baryonique $\mu_B = 0, 210, 410, 530$ MeV de bas en haut, en fonction de la température, pour un PQG de deux saveurs légères plus une saveur lourde [33]. . . . .	15
1.8	Évolution des paramètres d'ordre $L(T)$ et $\langle \bar{\psi}\psi \rangle (T)$ et de leur susceptibilité correspondante $\chi_L$ et $\chi_m$ , associés respectivement à la transition confinement/déconfinement et à la transition chirale, en fonction de $\beta \sim 1/T$ [32]. . . . .	16
1.9	Diagramme de phases de la matière nucléaire dans le plan potentiel chimique baryonique ( $\mu$ ), température ( $T$ ) de la matière nucléaire obtenu à partir des calculs de QCD sur réseau pour un plasma de deux saveurs de quarks légers ( $u, d$ ) et une saveur de quark lourd ( $s$ ) [34]. . . . .	18
1.10	Diagramme indiquant l'ordre de la transition de phase en fonction de la masse des quarks légers (supposés dégénérés) et celle du quark étrange [34]. . . . .	18
1.11	Diagramme de phases de la matière nucléaire dans le plan température ( $T$ ), potentiel chimique baryonique ( $\mu_B$ ) [36]. . . . .	19
1.12	Représentation schématique d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes en fonction de la rapidité $y$ . . . . .	22
1.13	Évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes dans le scénario de Bjørken. . . . .	23
1.14	Représentation schématique d'une collision périphérique (à gauche) et d'une collision centrale (à droite). . . . .	25

1.15	Diagramme de Feynman du processus $q + \bar{q} \longrightarrow \mu^+ + \mu^-$ . . . . .	26
1.16	Diagramme de Feynman du processus Drell-Yan à l'ordre le plus bas. . . . .	27
1.17	Rapport $K_{DY}$ des sections efficaces de production du Drell-Yan mesurées sur théoriques à l'ordre le plus bas (LO), en fonction du produit AB. La fonction de structure des partons utilisée est MRS A [46]. . . . .	28
1.18	Diagrammes de Feynman pour la production des paires $c\bar{c}$ . . . . .	29
1.19	Section efficace totale de production de la paire $c\bar{c}$ pour $x_F > 0$ dans les collisions induites par un pion ou un proton en fonction de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ (GeV) [52]. . . . .	30
1.20	Désintégrations des mésons $\pi$ et $K$ en muon et neutrino. . . . .	31
1.21	Rapport des distributions de partons pour les gluons dans le cas du plomb (A=208) en fonction de $x$ d'après le modèle EKS98 [55]. Les différentes courbes correspondent à des valeurs de moment transféré $Q^2$ allant de 2.25 GeV <sup>2</sup> à 10000 GeV <sup>2</sup> . Les régions accessibles aux différents accélérateurs, à savoir le SPS, le RHIC et le LHC sont également indiquées. . . . .	32
1.22	Évolution de la densité gluonique dans un proton en fonction de $x$ et pour différentes valeurs de $Q^2$ (GeV <sup>2</sup> ), mesurée par l'expérience HERA (à gauche). Représentation du proton à grand $x$ (faible énergie) et à petit $x$ (haute énergie) (à droite). . . . .	34
1.23	Haut : rapports de modification nucléaire $R_{d+Au}(p_T)$ , des hadrons mesurés pour différentes valeurs de la pseudo-rapacité par l'expérience BRAHMS dans les collisions d-Au à $\sqrt{s} = 200$ GeV [60]. Bas : rapports de modification nucléaire $R_{cp}(p_T)$ (rapport du nombre de particules mesurées dans les collisions centrales à celui des collisions périphériques) des hadrons mesurés pour différentes valeurs de la pseudo-rapacité par l'expérience BRAHMS dans les collisions d-Au à $\sqrt{s} = 200$ GeV [60]. Les cercles pleins (rouge) indiquent le rapport $R_{cp}^{central}$ et les cercles vides (bleus) le rapport $R_{cp}^{semi-periph}$ . . . . .	35
2.1	Observables globales mesurées dans les collisions centrales noyau-noyau ( $N_{part} = 350$ ) en fonction de $\sqrt{s_{NN}}$ (GeV). Haut : multiplicité en particules chargées par unité de rapidité $dN_{ch}/dy$ mesurée par les expériences E895, E877, NA49, NA44, NA50, NA60 et PHOBOS [61]. Bas : énergie transverse par unité de rapidité $dE_T/dy$ (GeV) à rapidité nulle mesurée par les expériences E877, NA49 et PHENIX [61]. . . . .	38
2.2	Multiplicité des hadrons mesurée en fonction de celle calculée par un modèle de production statistique [64] pour des collisions Au-Au à l'AGS à 1.16 GeV/nucléon (à gauche) et Pb-Pb au SPS (NA49) à 158 GeV/c/nucléon (à droite). Les paramètres d'ajustement du modèle de production statistique sont indiqués sur les figures. Les figures du bas indiquent l'écart entre les mesures et le modèle. . . . .	40
2.3	Comparaison des rapports (anti-)hadron/hadron mesurés dans les collisions Au-Au au RHIC avec les prédictions d'un modèle statistique de production d'hadrons [62]. . . . .	41

2.4	Valeurs des paramètres de température $T$ (MeV) et de potentiel chimique baryonique $\mu_B$ (MeV) au moment du “freeze-out” chimique dans plusieurs types de collisions d’ions lourds [64]. Les ronds noirs correspondent aux collisions Au-Au à 1.16 GeV/nucléon et Pb-Pb à 40, 80 et 158 GeV/c/nucléon. Le carré vide a été extrait des rapports des taux de particules mesurés à mi-rapacité en collision Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV [65]. Le rond vide correspond à des collisions Pb-Pb à 30 GeV/c/nucléon. . .	42
2.5	Diagramme de Feynman des processus de création d’une paire $s\bar{s}$ soit par fusion de deux quarks soit par fusion de deux gluons. . . . .	43
2.6	Rapports $K^+/\pi$ (à gauche) et $K^-/\pi$ (à droite) dans les collisions Pb-Pb (ou Au-Au) en fonction de l’énergie dans le centre de masse par paire de nucléon $\sqrt{s_{NN}}$ (GeV) [67]. Les mesures réalisées autour de la rapidité centrale sont indiquées par les symboles ouverts et celles effectuées dans tout l’espace de phase sont indiquées par des symboles plein. Les prédictions des modèles théoriques HGM [68], SHM [64] et UrQMD [69] sont comparées aux données. . . . .	43
2.7	Rapport $\Lambda/\pi$ (à gauche) et $\Xi^-/\pi$ (à droite) dans les collisions Pb-Pb (ou Au-Au) en fonction de l’énergie dans le centre de masse par paire de nucléon $\sqrt{s_{NN}}$ (GeV) [67]. . . . .	44
2.8	Corrélation entre les rapports des kaons chargés $K^-/K^+$ et anti-proton/proton ( $\bar{p}/p$ ) [72]. L’échelle supérieure correspond au potentiel chimique baryonique $\mu_B$ (MeV). . . . .	44
2.9	Taux de production des baryons étranges (à gauche) et des anti-baryons étranges (à droite) par événement et rapporté au taux de collisions p-Be, en fonction du nombre de participants $N_{wound}$ (“wounded nucleon”). Ces résultats ont été obtenus par la collaboration WA97/NA57 [73] dans les collisions p-Be, p-Pb et Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV. . . . .	45
2.10	Rapport $\phi/(\rho + \omega)$ mesuré dans différentes collisions par NA38/NA50 en fonction du nombre de participants $N_{part}$ (à gauche) et de l’impulsion transverse $p_T$ des dimuons (à droite) [77]. . . . .	46
2.11	Rapport des sections efficaces de production du $\phi$ et du $\omega$ mesuré par la collaboration NA60 dans les collisions In-In à 158 GeV/c/nucléon, pour une fenêtre en rapidité $3.3 < y < 4.2$ , en fonction du nombre de participant $N_{part}$ [78]. Les erreurs sont purement statistiques. Par comparaison, les résultats obtenus par la collaboration NA50 en collisions Pb-Pb ont été représentés. . . . .	47
2.12	Paramètre de pente inverse $T$ (MeV), extrait des distributions en masse transverse, en fonction du nombre de participants $N_{part}$ , mesuré par les collaborations NA49, NA50 et NA60. . . . .	47
2.13	Distribution en masse transverse des mésons $\phi$ reconstruits à travers leur canaux de désintégrations leptoniques ( $\phi \rightarrow e^+e^-$ ) et hadroniques ( $\phi \rightarrow K^+K^-$ ) par l’expérience CERES comparée aux résultats de NA49 et NA50. . . . .	48



2.14	Spectre en masse de la paire diélectron $e^+e^-$ mesuré par les expériences CERES/NA45. À gauche : comparaison des données expérimentales en collisions Pb-Au à $\sqrt{s} = 17.3$ GeV avec un "cocktail" de désintégrations hadroniques. À droite : calculs théoriques impliquant soit une diminution (ligne bleue) soit un élargissement (ligne rouge) de la masse du $\rho$ , soit un rayonnement thermique (ligne verte) [81]. . . . .	49
2.15	Résultats obtenus par l'expérience NA60 dans les collisions In-In à 158 GeV/c/nucléon sur la fonction spectrale du $\rho$ [86]. À gauche : distribution en masse de l'excès. Sur cette figure sont superposés les données (cercles vides), les diverses sources du "cocktail hadronique" (lignes en trait continu), la différence avec les données, l'excès (triangles noirs) et la somme des contributions des sources et de l'excès (ligne en tirets). À droite : comparaison entre la distribution en masse de l'excès obtenu dans les collisions semi-centrales In-In ( $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{3.8} = 133$ ) et différents modèles théoriques qui prédisent soit un élargissement du $\rho$ dans le milieu (ligne bleue), soit un déplacement du centroïde du $\rho$ (ligne verte). La courbe continue rouge représente le $\rho$ non-modifié, la courbe en pointillés rouges la contribution du "cocktail" hadronique et enfin la courbe en pointillés bleus concerne la contribution au charme ouvert ( $D\bar{D}$ ). . .	50
2.16	Production de photons directs normalisée à la production de photons provenant d'une décroissance électromagnétique d'un hadron mesurée par la collaboration WA98 dans les collisions Pb-Pb à 158 GeV/c/nucléon périphériques (a) et centrales (b). Les erreurs systématiques dépendantes de l'impulsion transverse sont indiquées par les bandes colorées. . . . .	52
2.17	Rapport entre les données mesurées dans la région des masses intermédiaires par NA38/NA50 dans les collisions Pb-Pb (158 GeV/c), S-U (200 GeV/c) et p-p (450 GeV/c) et celles attendues en fonction du nombre de participants $N_{part}$ [52]. . . . .	53
2.18	Pression $p$ (GeV/fm <sup>3</sup> ) en fonction de la densité d'énergie $e$ (GeV/fm <sup>3</sup> ) à potentiel chimique baryonique net ( $n$ ) nul et pour trois équations d'état différentes de la matière nucléaire interagissant fortement : gaz de résonance de Hagedorn (EOS H), gaz parfait de partons de masse nulle (EOS I), et une connexion de ces deux états reliés par une transition de phase du premier ordre à $T_c = 164$ MeV, de type Maxwell (EOS Q) [105].	55
2.19	À gauche : température de découplage cinétique $T_{f0}$ (GeV) en fonction de la vitesse d'expansion radiale moyenne $\langle \beta_\perp \rangle = \beta_s$ . À droite : impulsion transverse moyenne $\langle p_\perp \rangle$ (GeV/c) des particules $\pi$ , $K$ , $p$ , $\Lambda$ , $\Xi$ et $\Omega$ mesurées par l'expérience STAR dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s} = 130$ GeV au RHIC [107]. . . . .	56
2.20	À gauche : illustration du volume de recouvrement des noyaux dans une collision non centrale. Le plan de réaction contient les axes $x$ et $z$ . À droite : l'anisotropie dans l'espace des coordonnées ( $x$ , $y$ ) se traduit par une anisotropie dans l'espace des impulsions ( $p_x$ , $p_y$ ). . . . .	57
2.21	$v_2$ en fonction de la centralité des collisions noyau-noyau aux énergies du RHIC (130 et 200 GeV) et du SPS (17 GeV) [110]. $v_2$ est calculé à partir des corrélations azimutales à quatre particules (méthode des cumulants d'ordre 4) [122]. . . . .	58

2.22	$v_2$ en fonction de l'impulsion transvers $p_t$ (GeV/c) pour les pions chargés, $K_s^0$ , $\bar{p}$ et $\Lambda + \bar{\Lambda}$ [110]. La figure de gauche (a) montre les résultats expérimentaux dans les collisions Au-Au à 200 GeV dans le centre de masse, et la figure de droite (b) montre les résultats obtenus en collision Au-Au à 130 GeV dans le centre de masse. Les courbes représentent le comportement de $v_2$ en fonction de $p_t$ prédit par des modèles hydrodynamiques qui supposent une thermalisation locale atteinte tôt. Dans le cas des résultats obtenus à 130 GeV, les courbes représentent les prédictions de comportement de $v_2$ dans le cas d'un gaz hadronique (EOS H) et dans le cas d'un plasma de quarks et de gluons (EOS Q). . . . .	59
2.23	En haut : $v_2$ en fonction de l'impulsion transverse $p_t$ (GeV/c) pour différents hadrons mesuré dans les collisions Au-Au à 200 GeV [110]. Les courbes roses représentent les prédictions de modèle hydrodynamique et les courbes vertes sont des ajustements avec des fonctions analytiques simples sur les mesures. En bas : rapport $v_2/n$ en fonction de $p_t/n$ (GeV/c) pour différents hadrons, $n$ est le nombre de quarks de valence des particules [110]. . . . .	60
2.24	$v_2$ des électrons non photoniques, provenant de la désintégration des mésons lourds, en fonction de l'impulsion transverse $p_t$ , mesuré par PHENIX dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [111]. Les courbes représentent les prédictions du comportement de $v_2$ par les modèles de recombinaison des quarks en incluant un flot nul (trait pointillé) et non nul (trait plein) des quarks charmés [112]. . . . .	61
2.25	Comparaison des valeurs de $v_2$ pour les $\Lambda$ mesurées en fonction de l'impulsion transverse $p_t$ (GeV/c) par les expériences CERES ( $\sqrt{s_{NN}} = 17$ GeV), STAR ( $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) et NA49 ( $\sqrt{s_{NN}} = 17$ GeV) [113]. .	61
2.26	En haut : facteur de modification nucléaire $R_{AA}$ en fonction de l'impulsion transverse $p_T$ (GeV/c) pour des collisions d-Au et Au-Au à $\sqrt{s} = 200$ GeV pour les hadrons chargés et les pions neutres mesuré par la collaboration PHENIX [119]. En bas : facteur de modification nucléaire $R_{AA}$ en fonction de l'impulsion transverse $p_T$ (GeV/c) pour les pions neutres $\pi^0$ , les $\eta$ et les photons directs dans les collisions centrales Au-Au à $\sqrt{s} = 200$ GeV mesuré par la collaboration PHENIX [120]. La courbe correspond à un modèle basé sur la perte d'énergie partonique GLV (Gyulassy Levai Vitev) [121]. . . . .	63
2.27	Corrélation azimutale des dihadrons de haut $p_T$ mesurée par l'expérience STAR [123] : a) dans les collisions d-Au pour toutes les centralités (triangles verts) et pour les collisions centrales (ronds rouges) et dans les collisions p-p (histogramme en noir) b) dans les collisions p-p (histogramme), Au-Au centrales (étoiles bleues) et d-Au centrales (ronds rouges). . . . .	65
2.28	Représentation schématique du potentiel d'interaction quark-antiquark $V(r)$ subissant l'écrantage [130]. . . . .	68
2.29	Dissociation des quarkonia comme mesure indirecte de la température du milieu. . . . .	68
2.30	Probabilité de survie des états liés $c\bar{c}$ (à gauche) et du $J/\Psi$ (à droite) en fonction de la densité d'énergie du milieu. . . . .	69

2.31	Section efficace de dissociation du $J/\Psi$ au repos par des gluons et des pions d'impulsion $k$ [131]. . . . .	69
2.32	Mécanisme de production du $J/\Psi$ dans le modèle de l'octet de couleur. . . . .	72
2.33	Dépendance en impulsion transverse $p_T$ des différents diagrammes intervenant dans la production d'une résonance selon le modèle de l'octet de couleur COM [139]. . . . .	73
2.34	Comparaison des spectres en impulsion transverse du $J/\Psi$ et du $\Psi'$ mesurés au Tevatron par CDF avec les prédictions du COM et du CSM [138]. . . . .	74
2.35	Suppression normale du $J/\Psi$ observée par l'expérience NA38, à gauche intégrée en centralité et en fonction du produit des nombres atomiques des noyaux cibles et projectiles ( $AB$ ) et, à droite, en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée $L$ (fm) [140]. . . . .	75
2.36	Taux de production du $J/\Psi$ normalisé au Drell-Yan mesuré au SPS en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée $L$ (fm) pour des collisions proton-noyau et noyau-noyau légers. . . . .	75
2.37	À gauche : taux de production du $J/\Psi$ normalisé au Drell-Yan en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée $L$ (fm) mesuré par les expériences NA38, NA50, NA51 et NA60. À droite : taux de production du $J/\Psi$ mesuré et normalisé au taux de production attendu en fonction du nombre de nucléons participants mesurés par NA38, NA50 et NA60. Les taux de production attendus prennent en compte l'absorption nucléaire normale mesurée dans les collisions proton-noyau. . . . .	77
2.38	À gauche : rapport des sections efficaces du $J/\Psi$ et du $\Psi'$ sur le Drell-Yan normalisé par l'absorption nucléaire normale en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée $L$ (fm) mesurée par l'expérience NA50 [144]. À droite : taux de production du $\Psi'$ normalisé au Drell-Yan en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée $L$ (fm) mesurée par NA50 [144]. . . . .	77
2.39	Taux de production du $J/\Psi$ mesuré rapporté au taux de production attendu lorsque seule l'absorption normale est prise en compte en fonction de la densité d'énergie $\epsilon$ (GeV/fm <sup>3</sup> ) [145]. . . . .	78
2.40	À gauche : rapport de modification nucléaire $R_{dA}$ du $J/\Psi$ mesuré au RHIC en fonction de la rapidité pour les collisions d-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [148]. À droite : rapport de modification nucléaire $R_{AB}$ pour le $J/\Psi$ mesuré à RHIC en fonction du nombre de nucléons participants ( $N_{part}$ ) dans les collisions p-p, d-Au, Cu-Cu et Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [148]. . . . .	79
2.41	À gauche : probabilité de survie du $J/\Psi$ mesurée au SPS et au RHIC en fonction de la densité d'énergie $\epsilon$ (GeV/fm <sup>3</sup> ) [150]. À droite : probabilité de survie du $J/\Psi$ obtenue à partir des mesures du $\Psi'$ et du $J/\Psi$ au SPS, en fonction de la densité d'énergie $\epsilon$ (GeV/fm <sup>3</sup> ) [150]. . . . .	80
2.42	Probabilité de survie du $J/\Psi$ extrapolée au LHC pour deux scénarii : augmentation par hadronisation statistique (courbe en bleue) et suppression séquentielle (courbe en rouge) [155]. . . . .	82

2.43	Probabilité de survie du $J/\Psi$ dans les collisions Pb-Pb en fonction de l'énergie transverse $E_T$ en GeV, mesurée par l'expérience NA50 en 1996 (cercles vides) et en 1998 (cercles pleins). Les différentes courbes représentent l'absorption dans la matière nucléaire (tirets pointillés) et la suppression anormale (trait plein) du $J/\Psi$ [157]. . . . .	83
2.44	Comparaison des données de NA50 avec les prédictions du modèle de type plasma de X. Zhu, P. Zhuang et N. Xu [158]. En haut, le taux de production du $J/\Psi$ normalisé au Drell-Yan et en bas l'impulsion transverse moyenne $\langle p_t^2 \rangle$ ((GeV/c) <sup>2</sup> ) du $J/\Psi$ en fonction de l'énergie transverse $E_T$ (GeV). . . . .	83
2.45	Comparaison du rapport de taux de production du $J/\Psi$ et celui du Drell-Yan en fonction de l'énergie transverse $E_T$ (GeV), mesuré par la collaboration NA50 en collisions Pb-Pb, et les prédictions du modèle des hadrons co-voyageurs [159, 160]. . . . .	85
2.46	À gauche : suppression du $J/\Psi$ par collisions avec des hadrons co-voyageurs en fonction de la densité d'énergie. À droite : suppression séquentielle du $J/\Psi$ par effet d'écrantage de couleur en fonction de la densité d'énergie [127]. . . . .	86
2.47	Rapport des sections efficaces de production du $J/\Psi$ et du Drell-Yan en fonction du nombre de nucléons participants. Les courbes représentent les prédictions d'un modèle de percolation [162]. . . . .	87
2.48	Comparaison entre les données en collisions Pb-Pb mesurées par NA50 et le modèle à deux composantes de Grandchamp et Rapp sans (à gauche) avec (à droite) une prise en compte des fluctuations de l'énergie transverse et de la perte d'énergie associée au déclenchement dimuons pour les événements les plus centraux [164]. . . . .	88
2.49	Facteur de modification nucléaire $R_{AA}$ du $J/\Psi$ mesuré par PHENIX en collisions Cu-Cu et Au-Au à $\sqrt{s} = 200$ GeV en fonction du nombre de participants $N_{part}$ comparé aux prédictions du modèle de régénération de Grandchamp et Rapp. La courbe en trait plein correspond à la somme des deux contributions : direct (suppression) celle en tirets et recombinaison celle en traits pointillés [148]. . . . .	88
3.1	Dépendance du paramètre $\alpha$ , correspondant à l'exposant dans la paramétrisation de la section efficace $\sigma(p - A) = \sigma_0 A^\alpha$ , en fonction de la variable de Feynman $x_F$ pour les états liés $J/\Psi$ et $\Psi'$ obtenu dans les collisions p-A par l'expérience E866 [165]. . . . .	92
3.2	Vue schématique du dispositif expérimental NA60. Les détecteurs présents dans la région cible sont représentés figure 3.3. . . . .	93
3.3	Vue détaillée de la région cible. . . . .	93
3.4	Ligne de faisceau de l'expérience NA60. . . . .	94
3.5	Photographie d'une station de trajectographie du détecteur de faisceau (BS). Les capteurs (dont un agrandissement est situé à droite) sont collés au dessus d'une ouverture de forme rectangulaire du PCB (un sur chaque face et perpendiculairement l'un par rapport à l'autre). . . . .	95

3.6	À gauche : tache du faisceau sur l'un des plans de trajectographie du détecteur de faisceau (BS) après 42 jours d'irradiation par un faisceau de Pb [171]. À droite : signal d'un ion Pb avant et après une dose de 40 Grad [171]. . . . .	95
3.7	Photographie de la région cible. . . . .	96
3.8	À gauche : représentation schématique frontale de l'aimant dipolaire PT7 (les dimensions sont données en mm). À droite : amplitude du champ magnétique dans le plan (x, z) mesurée entre les pôles avec un courant de 900 A. . . . .	98
3.9	Acceptance des dimuons de signes opposés de basse masse en fonction de l'impulsion transverse $p_T$ (GeV/c) mesurées par les collaborations NA38/NA50 et NA60 [174]. . . . .	98
3.10	Vue schématique des plans de pixels formant le télescope à vertex (VT). Le faisceau arrive par la gauche. . . . .	99
3.11	Photographie d'un des modules composant le télescope à vertex (VT). Ce module correspond à l'un des petits plans de pixels. . . . .	101
3.12	Distribution de la coordonnée longitudinale des vertex d'interaction re-construits par le télescope à vertex (VT). . . . .	101
3.13	Spectre en masse invariante des dimuons de signes opposés (noir), du bruit de fond combinatoire (bleu), et de celui provenant des mauvaises mises en concordance (tireté bleu), et du signal résultant (rouge) [179]. . . . .	102
3.14	À gauche : corrélation entre la charge totale collectée par un des deux compteurs constituant le compteur d'interaction (IC) et la multiplicité d'impacts mesurés dans le télescope à vertex. À droite : distribution de la charge collectée par ce compteur lors de collisions In-In à 158 GeV/c par nucléon. . . . .	103
3.15	Représentation schématique du calorimètre à zéro degré (ZDC). . . . .	104
3.16	À gauche : distribution en énergie $E_{ZDC}$ (TeV) mesurée en collisions In-In avec déclenchement par le faisceau (en bleu) et les dimuons (en vert). À droite : distribution mesurée en collisions In-In par le "quartz blade" avec déclenchement par le faisceau. . . . .	105
3.17	Vue schématique du spectromètre à muons. . . . .	106
3.18	L'absorbeur hadronique est constitué de quatre tranches de BeO et de deux tranches de $Al_2O_3$ (à gauche), suivi de 440 cm de carbone et de 40 cm de fer (à droite). . . . .	108
3.19	Vue de face et vue de côté de l'aimant toroïdal (ACM). . . . .	109
3.20	Carte de champ magnétique de l'aimant vue dans le plan transverse par rapport à l'axe du faisceau $z$ . . . . .	110
3.21	Profil de l'amplitude du champ magnétique toroïdal pour des distances par rapport à l'axe du faisceau allant de $r = 30$ cm à $r = 150$ cm. . . . .	110
3.22	Lattes de scintillateurs des hodoscopes R3 (à gauche) et P1 (à droite). . . . .	111
3.23	Représentation des hodoscopes R1 et R2 homothétiques par rapport au point cible permettant de créer la coïncidence $V=R1 \times R2$ . . . . .	112
3.24	3 plans ( $U$ , $V$ , $Y$ ) des chambres proportionnelles à fils (MWPC). . . . .	113
3.25	Représentation schématique de l'architecture d'acquisition. . . . .	114

4.1	À gauche : intensité de faisceau intégrée enregistrée par NA60. À droite : quantité de données enregistrées lors de la période de prise de données.	115
4.2	Schématisation de la construction de la trace ("Space Track") à partir des traces projetées ("Projected Track"). Les lignes en traits continus montrent les fils des chambres proportionnelles MWPC touchés, et les lignes en traits pointillés les fils des chambres proportionnelles MWPC manqués.	116
4.3	Les différentes étapes de la reconstruction des traces dans le télescope à vertex (VT).	119
4.4	Exemple d'événement reconstruit dans le télescope à vertex et le détecteur de faisceau.	120
4.5	Corrélation entre les coordonnées transverses $x$ (à gauche) et $y$ (à droite) du vertex d'interaction déterminé à partir du détecteur de faisceau (BS) et du télescope à vertex (VT) [188].	121
4.6	Reconstruction des vertex d'interaction dans le télescope à vertex lors de l'expérience In-In à 158 GeV/c/nucléon de 2003.	123
4.7	Résolution du vertex d'interaction dans le plan transverse en fonction de la multiplicité de traces émises lors de l'interaction ( $N_{Tracks}$ ) : dispersion entre le détecteur de faisceau et le télescope à vertex (symboles ouvert) et résolution intrinsèque du télescope à vertex (symboles plein) [192].	124
4.8	À gauche : distribution du $\chi^2_{match}$ pour les mises en concordances des bonnes et des mauvaises ("fake matched") associations entre le muon et la trace issue du télescope à vertex. À droite : rapport du signal dimuon sur le bruit de fond et fraction du signal restant en fonction de la coupure appliquée sur le $\chi^2_{match}$ [191].	125
4.9	Distributions en masse du bruit de fond combinatoire (cercles bleu) et du signal dimuons après soustraction du bruit de fond combinatoire avant (en haut) et après (en bas) association des traces du télescope à vertex (VT) et celles du spectromètre à muons (PC) [188].	126
4.10	Corrections suggérées par l'algorithme d'alignement pour le run 6455 (ACM = -4000 A et PT7 = -900 A). En ordonnée les plans sont numérotés de 0 à 16 et en abscisse les valeurs des déplacements exprimés en $\mu\text{m}$ (x, y et z) ou en mrad ( $\phi$ ).	131
4.11	Exemple de distributions des résidus avant et après alignement pour le capteur 2 du plan 6 du run 6455 (ACM = -4000 A et PT7 = -900 A).	132
4.12	Corrections suggérées par l'algorithme d'alignement pour le run 6596 (ACM = -4000 A et PT7 = +900 A). En ordonnée les plans sont numérotés de 0 à 16 et en abscisse les valeurs des déplacements exprimés en $\mu\text{m}$ (x, y et z) ou en mrad ( $\phi$ ).	133
4.13	Exemple de distributions des résidus avant et après alignement pour le capteur 2 du plan 3 du run 6596 (ACM = -4000 A et PT7 = +900 A).	134
4.14	Qualité de la reconstruction des traces et des vertex reconstruits dans le télescope à vertex dans les collisions In-In à 158 GeV/c par nucléon. En bleu les données correspondant à la première reconstruction (Prod1) et en rouge les données correspondant à la deuxième reconstruction (Prod2).	135

4.15	Distribution de la différence entre les coordonnées transverses du $J/\Psi$ et des vertex d'interaction, avant (à gauche) et après (à droite) alignement des plans de pixels du télescope à vertex [190]. . . . .	135
5.1	Évolution de $L$ (fm) en fonction de $N_{part}$ pour différents systèmes en collision : S-U, In-In et Pb-Pb [193]. . . . .	138
5.2	Évolution de la multiplicité moyenne dans le télescope à vertex en fonction du nombre de runs de biais minimum : en haut pour un courant de -900 A dans PT7 et en bas pour un courant de +900 A dans PT7. Les limites haute et basse sont définies à $\pm 15\%$ de la valeur moyenne sur tous les runs. . . . .	139
5.3	Distribution temporelle des événements enregistrés par le compteur d'interaction (IC) au cours d'un run (trigger BS), en unité MHTR ( $\sim 1.7$ ns par canal). . . . .	140
5.4	Distribution temporelle des événements enregistrés par l'un des plans du détecteur de faisceau au cours d'un run (trigger BS), en unité MHTR ( $1.7$ ns par canal). Les valeurs positives du temps correspondent aux ions avant le déclenchement (pic central), les négatives après le déclenchement. . . . .	141
5.5	Distribution du nombre de traces reconstruites dans le télescope à vertex (multiplicité) non corrigée pour chacune des cibles. . . . .	142
5.6	Distribution en impulsion transverse $p_t$ générée par VENUS filtrée par l'appareillage, et celle des données, dans les collisions In-In. . . . .	145
5.7	Distribution en multiplicité pour chaque cible, générée par VENUS et filtrée par l'appareillage, et celle des données, dans les collisions In-In. . . . .	145
5.8	Distribution du nombre de nucléons participants ( $n_{part}$ ) en fonction de la multiplicité non corrigée des différentes cibles. Les résultats de VENUS sont représentés par les nuages de points, ceux du modèle de Glauber sont les droites, ces dernières étant une paramétrisation simplifiée des résultats de Glauber. . . . .	146
5.9	Distribution du nombre de collisions ( $n_{coll}$ ) en fonction du nombre de participants ( $n_{part}$ ), représenté par le nuage de points pour VENUS, par la courbe pour Glauber [203]. . . . .	147
5.10	Efficacité $\epsilon(\eta, p_t)$ en fonction de l'impulsion transverse $p_t$ et de la pseudo-rapacité $\eta$ pour la première cible (à gauche en niveaux de couleur et à droite en mode lego). . . . .	147
5.11	Efficacité $\epsilon$ en fonction de la pseudo-rapacité $\eta$ (à gauche) et en fonction de l'impulsion transverse $p_t$ (à droite) pour la première et la dernière cible, et pour les deux polarités de PT7 (négative en haut) et (positive en bas). . . . .	148
5.12	Fraction des secondaires reconstruits en fonction de la pseudo-rapacité $\eta$ pour la première et la dernière cible. . . . .	149
5.13	Distributions en multiplicité selon les cibles, à gauche sans aucune correction, à droite après correction de l'efficacité globale du détecteur (voir texte). . . . .	150
5.14	Distributions en pseudo-rapacité de trois cibles, pour trois classes en centralité : à gauche les collisions centrales, au centre les collisions semi-centrales, à droite les collisions périphériques. . . . .	151

5.15	Distributions en pseudo-rapacité, moyennées sur les cibles, pour trois classes en centralité : courbe supérieure (collisions centrales), courbe intermédiaire (collisions semi-centrales), courbe inférieure (collisions périphériques). . . . .	152
5.16	Distribution en position $z$ des vertex d'interaction. Le faisceau se propage des $z$ négatifs vers les $z$ positifs. Les sept cibles d'Indium sont localisées telles que $-3 \text{ cm} < z < 3 \text{ cm}$ . . . . .	153
5.17	Distribution du nombre de vertex reconstruits dans un événement. . . . .	153
5.18	Distributions sur la première cible de la coordonnée $z$ (non déconvoluée de l'épaisseur de la cible) pour les "meilleur vertex" (à gauche) et ceux du $J/\Psi$ (au centre). La différence entre les coordonnées $z$ pour les "meilleur vertex" et ceux du $J/\Psi$ est présentée à droite pour cette même première cible. . . . .	154
5.19	Définition de l'angle de Collin-Sopner $\theta_{CS}$ ; le référentiel de Collin-Sopner est lié au centre de masse du dimuon. Le plan $(x, z)$ est formé par les impulsions des noyaux projectile et cible. L'axe $z$ est la bissectrice extérieure de l'angle entre ces impulsions. . . . .	155
5.20	Distributions en masse pour les paires de signes opposés (ligne continue) et de même signe (ligne discontinue) pour les événements les plus périphériques (classe 1), de centralité intermédiaire (classe 4) et centraux (classe 8). . . . .	157
5.21	Comparaison des rapports $J/\psi/MB/n_{coll}$ et $J/\psi/DY$ pour des collisions Pb-Pb de NA50 [205]. . . . .	158
5.22	Ajustement de polynômes de degré 2 des distributions de $n_{part}$ et $n_{coll}$ en fonction de la multiplicité corrigée $M'$ simulée avec VENUS. . . . .	158
5.23	Distribution du nombre de $J/\Psi$ en fonction de la multiplicité corrigée $M'$ et pour les deux polarités d'ACM (ACM=-4000A, triangles) et (ACM=+4000A, ronds). . . . .	159
5.24	Distributions de la multiplicité moyenne associée aux candidats $J/\Psi$ en fonction des fichiers analysés et de la polarité du toroïde ACM. Les runs dont la multiplicité moyenne est inférieure à 90 ou supérieure à 135 traces sont rejetés (les barres d'erreurs sont les rms des distributions). . . . .	159
5.25	Distributions du nombre de $J/\Psi$ en fonction de $n_{part}$ (à gauche), et pondéré avec l'inverse de $n_{coll}$ (à droite) intégrées sur les deux polarités d'ACM. . . . .	160
5.26	Distribution du nombre d'événements de biais minimum en fonction du nombre de participants. Ces données cumulent les deux polarités du dipôle PT7. . . . .	160
5.27	Distribution du rapport $R_{J/\psi/MB/n_{coll}}$ en fonction du nombre de participants (carrés). Les données en Pb-Pb du rapport $J/\Psi / DY$ de NA50 sont présentées (triangles) ainsi que la courbe d'absorption nucléaire [202] avec $\sigma_{abs} = 4.18 \pm 0.35 \text{ mb}$ . . . . .	161
A.1	Représentation schématique d'une collision entre deux noyaux A-B avec un paramètre d'impact $b$ , représentée dans le plan longitudinal (à gauche) et dans le plan transverse (à droite). . . . .	164



A.2	Fonction de recouvrement $T_{AB}$ ( $\text{fm}^{-2}$ ) en fonction du paramètre d'impact $b$ (fm) pour une collision In-In. . . . .	164
-----	---	-----

# Liste des tableaux

1.1	Nombres quantiques internes associés aux différentes saveurs de quarks : $Q$ la charge électrique, $B$ le nombre baryonique, $I$ l'isospin, $I_3$ la composante suivant $z$ de l'isospin, $s$ l'étrangeté, $c$ le charme, $b$ la beauté et $t$ la vérité. . . . .	4
1.2	Quelques caractéristiques des systèmes produits dans les collisions centrales A-A auprès du SPS, du RHIC et du LHC : énergie dans le centre de masse $\sqrt{s_{NN}}$ , densité d'énergie $\epsilon$ calculée à partir de la relation de Bjørken 2.1 pour $\tau_0 = 1$ fm/c, temps d'interpénétration des noyaux $\tau_r$ , temps de formation du plasma $\tau_0$ , temps de vie du plasma $\tau_{PQG}$ , temps de "freeze-out" $\tau_f$ et volume du "freeze-out" $V_f$ [38, 39, 40]. . . . .	20
1.3	Mésons et baryons charmés ayant un canal de désintégration en muons. $B_{D \rightarrow \mu X}$ (%) est le rapport de branchement. . . . .	30
2.1	Valeurs de l'énergie transverse par unité de rapidité $dE_T/dy$ (GeV) et de la densité d'énergie $\epsilon$ (GeV/fm <sup>3</sup> ) mesurées par les expériences E877, NA49 et PHENIX [61]. Les valeurs extrapolées du LHC sont également reportées. . . . .	39
2.2	Spectroscopie des quarkonia dans le vide ( $M_i, r_i, \Delta E_i$ ), température de dissociation des quarkonia dans le milieu ( $T_d$ ) [127] et contribution des états excités à l'état fondamental ( $f_{J/\psi, \Upsilon}^i$ ) [128]. $T_c$ est la température critique estimée à environ 173 MeV par les calculs de QCD sur réseau. . . . .	66
2.3	Spectroscopie expérimentale des quarkonia : $M$ est la masse et $\Gamma$ la largeur de l'état lié, $\mathcal{BR}_{\mu\mu}$ et $\mathcal{BR}_{J/\psi, \Upsilon}$ sont respectivement les rapports de branchement de la résonance dans le canal $\mu^+\mu^-$ et dans le canal $J/\Psi$ (1S) et $\Upsilon$ (1S) [51]. . . . .	67
2.4	Paramètre du modèle d'évaporation de couleur fixé par les données expérimentales [133]. . . . .	71
2.5	Nombre de paires $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ produites par collisions d'ions lourds centrales aux énergies du SPS (Pb-Pb), du RHIC (Au-Au) et du LHC (Pb-Pb) [154].	81
3.1	Répartition des puces par module nécessaire au bon fonctionnement du télescope à vertex (VT). . . . .	100
3.2	Disposition des plans de trajectographie formant le télescope à vertex (VT). . . . .	100
3.3	Caractéristiques des différents éléments constituant le spectromètre à muons. . . . .	107
3.4	Caractéristiques des matériaux constituant l'absorbeur hadronique lors de l'expérience In-In 2003. . . . .	108

4.1	Regroupement en 11 stations des 16 plans de pixels du télescope à vertex (VT) de l'expérience In-In 2003. . . . .	119
5.1	Valeurs du paramètre d'impact moyen $\langle b \rangle$ et du nombre moyen de nucléons participants $\langle N_{part} \rangle$ pour les trois classes en centralité définies par des coupures sur la multiplicité corrigée ( <i>mult</i> ). . . . .	150
5.2	Paramètres des gaussiennes ajustées sur les distributions en pseudo-rapacité pour trois classes en centralité. . . . .	152
5.3	Nombre de paires de muons de même signe dans la gamme de masse du $J/\Psi$ pour les 8 classes en centralité, ordonnées des événements périphériques aux plus centraux. . . . .	156
A.1	Valeurs des paramètres de la densité nucléaire pour des noyaux d'indium ( $^{115}\text{In}$ ). . . . .	164

# Bibliographie

- [1] S. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579.
- [2] A. Salam, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 168.
- [3] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264.
- [4] J. L. Rosner, Am. J. Phys. 71 (2003) 302, hep-ph/0206176.
- [5] Y. Ne'eman, Nucl. Phys. 26 (1961) 222.
- [6] M. Gell-Mann, Phys. Rev. 125 (1962) 1067.
- [7] M. Gell-Mann, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 598.
- [8] G. Zweig, préirage CERN-TH-412 (1964).
- [9] J. E. Augustin et al. [SLAC-SP-017 Collaboration], Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406.
- [10] J. J. Aubert et al. [E598 Collaboration], Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404.
- [11] S. W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 252.
- [12] F. Abe et al. [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 225, hep-ex/9405005.
- [13] F. Abe et al. [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 2626, hep-ex/9503002.
- [14] R. P. Feynman, Phys Rev. Lett. 23 (1969) 1415.
- [15] O. W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 598.
- [16] C. N. Yang et R. L. Mills, Phys. Rev. 96 (1954) 191.
- [17] W. Greiner et A. Schäfer, *Quantum Chromodynamics* (Springer, 1995).
- [18] O. Pène, cours donné à l'école Joliot-Curie de Physique Nucléaire, 11-17 septembre 2005.
- [19] W. J. Marciano et H. Pagels, Phys. Rep. C 36 (1978) 137.
- [20] S. Bethke, J. Phys. G26 (2000) R27, hep-ex/0004021.
- [21] S. Bethke, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 135 (2004) 345, hep-ex/0407021.
- [22] W. Weise, Nucl. Phys. A553 (1993) 59c-72c.
- [23] P. Jacobs et X.-N. Wang, Prog. Part. Nucl. Phys. 54 (2005) 443-554.
- [24] T. Schaffer et E.V. Shuryak, ReV. Mod. Phys. 70 (1998) 323, hep-ph/9610451.
- [25] M. Gell-Mann, R.J. Oakes, B. Renner, Phys. Rev. 175 (1968) 2195.
- [26] S. Eidelman et al., Particle Data Group, Phys. Lett. B592 (2004) 1.
- [27] A. Chodos et al., Phys. Rev. D30 (1974) 3471.

- [28] C. D. Detar et al., *Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci.* 33 (1983) 235.
- [29] R. Gupta, Introduction to lattice QCD, (1998), hep-lat/9807028.
- [30] S. D. Katz, hep-lat/0310051.
- [31] H. Satz, *Fortsch. Phys.* 50, 541 (2002), hep-lat/0201051.
- [32] F. Karsch, *Lect. Notes Phys.* 583 (2002) 209, hep-lat/0106019.
- [33] F. Zodor, *Nucl. Phys. A*715, 319 (2003), hep-lat/0209101.
- [34] F. Karsch et E. Laermann , (2003), hep-lat/0305025.
- [35] Z. Zodor et S.D. Katz, *JHEP* 0404 (2004) 050.
- [36] K. Rajagopal et F. Wilczek, (2000), hep-ph/0011333.
- [37] R. Averbek, (1998), nucl-ex/9803001.
- [38] J. Cleymans, K. Redlich, *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998) 5284.
- [39] K. Adcox et al., *Nucl. Phys. A*757 (2005) 184, nucl-ex/0410003.
- [40] K. J. Eskola, (1999), hep-ph/9911350.
- [41] J. Schukraft, *Nucl. Phys. A*698 (2002) 287.
- [42] J. D. Björken, *Phys Rev. D* 27, (1983) 140-151.
- [43] R. J. Glauber, *Phys. Rev.* 100 (1955) 242.
- [44] J. Cleymans, J. Fingberg et K. Redlich, *Phys. Rev. D*35 (1987) 2153.
- [45] S. D. Drell et T. Yan, *Phys. Rev Lett.* 25 (1970) 316.
- [46] A. D. Martin et al., *Phys. Rev. D*51 (1995) 4756.
- [47] M. C. Abreu et al., *Phys. Lett. B*438 (1998) 35.
- [48] M. C. Abreu et al., *Phys. Lett. B*449 (1999) 128.
- [49] B. Allesandro et al., *Phys. Lett. B*533 (2003) 167.
- [50] L. Ramello et al., *Nucl. Phys. A*715 (2003) 243c.
- [51] W.-M Mayo et al., *Journal of Physics G*33 (2006) 1.
- [52] L. Capelli, Thèse, Université Lyon-I, LYCENT T 2001-21 (2001).
- [53] T. Sjöstrand, *Comp. Phys. Commun.* 82 (1994) 74.
- [54] G. A. Alves et al., *Phys. Rev. Lett.* 70 (1993) 722.
- [55] k. J. Eskola et al., *Nucl. Phys. B*535 (1998) 351.
- [56] D. Antreasyan, *Phys. Rev. D*19 (1979) 764.
- [57] E. Iancu et R. Venugopalan, (2003), hep-ph/0303204.
- [58] L. McLerran, (2003), hep-ph/0311028.
- [59] M. Gyulassy et L. McLerran, *Nucl. Phys. A*750 (2005) 30, nucl-th/0405013.
- [60] I. Arsene et al., *Phys. Rev. Lett.* 93 (2003) 242303.
- [61] A. Andronic et P. Braun Munzinger, hep-ph/0402291.
- [62] K. Adcox et al., *Nucl. Phys. A*757 (2005) 184, nucl-ex/0410003.
- [63] K. J. Eskola, K. Kajantie, P. V. Ruuskanen, K. Tuominen, *Nucl. Phys. B*570 (2000) 379, hep-ph/9909456.
- [64] F. Becattini et al., *Phys. Rev. C*69 (2004) 024905, hep-ph/030049.

- [65] W. Florkowski, W. Broniowski et M. Michalec, *Acta Phys. Pol. B33* (2002) 761.
- [66] J. Rafelski et B. Müller, *Phys. Rev. Lett.* 48 (1982) 1066.
- [67] V. Fries et al., *J. Phys. G : Nucl. Part.* 30 (2004) S119, nucl-ex/0412013.
- [68] M. Bleicher et al., *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* 25 (199) 1859.
- [69] P. Braun-Munzinger et al., *Nucl. Phys.* A697 (2002) 902.
- [70] Gaździcki et M. Corenstein, *Acta Phys. Pol. B30* (1999) 27105.
- [71] Gaździcki et al., hep-ph/0006236.
- [72] I. G. Bearden et al., *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003) 102301.
- [73] G. E. Bruno, *J. Phys. G30* (2004) S717.
- [74] A. Capella, *Acta. Phys. Pol. B30* (1999) 3541-3557, hep-ph/9910219.
- [75] A. Tounsi, A. Mischke et K. Redlich, *Nucl. Phys.* A715 (2003) 565-568, hep-ph/0209284.
- [76] A. Shor, *Phys. Rev. Lett.* 54 (1985) 1122.
- [77] C. Quintans, *J. Phys.. G : Nucl. Part. Phys.* 28 (2002) 1809-1817.
- [78] S. Damjanovic, *J. Phys. G31* (2005) S903-S910, nucl-ex/0501028.
- [79] D. Jouan et al., *Nucl. Phys.* A638 (1998) 483c.
- [80] N. Willis et al., *Nucl. Phys.* A661 (1999) 534c.
- [81] D. Miskowiec et al., *Nucl. Phys.* A774 (2006) 43-50, nucl-ex/0511010.
- [82] R. Pisarski, *Phys. Lett. B110* (1982) 155.
- [83] G. Li et al., *Nucl. Phys.* A611 (1996) 539.
- [84] R. Rapp et J. Wambach, *Eur. Phys. A6* (1999) 415.
- [85] B. Kämpfer et al., *Acta Phys. Hung. A27* (2006) 35-45.
- [86] S. Damjanovic et al., *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006) 162302, nucl-ex/0605007.
- [87] G. Chanfray, R. Rapp et J. Wambach, *Phys. Rev. Lett.* 76 (1996) 368.
- [88] R. Rapp, G. Chanfray et J. Wambach, *Nucl. Rev. A617* (1997) 472.
- [89] R. Rapp et J. Wambach, *Adv. Nucl. Phys.* 25 (2000) 1.
- [90] T. Hatsuda et S.H. Lee, *Phys. Rev. C46* (1992) 34.
- [91] G. E. Brown et M. Rho, *Phys. Rept.* 363 (2002) 85.
- [92] R. Rapp et H. Van Hees, hep-ph/0604269.
- [93] T. Renk et J. Ruppert, hep-ph/0605130.
- [94] K. Dusling, D. Teaney et I. Zahed, *Phys. Rev. C* (2007) 024908, nucl-th/0604071.
- [95] P. V. Ruuskanen, *Nucl. Phys.* A544 (1992) 169c.
- [96] E. V. Shuryak, *Phys. Lett. B78* (1978) 150.
- [97] E. V. Shuryak, *Phys. Rep.* 61 (1980) 71.
- [98] M. M. Aggarwal et al., *Phys. Rev. Lett.* 85 (2000) 3595.
- [99] A. L. S. Angelis et al., *Eur. Phys. J C13* (2000) 433.
- [100] L. Capelli et al., *Nucl. Phys.* A698 (2002) 539c.
- [101] Z. Lin et X.N. Wang, *Phys. Lett. B444* (1998) 147.

- [102] C. Y. Wong et Z. Q. Wang, Phys. Lett. B367 (1996) 50.
- [103] R. Rapp et E.V. Shuryak, Phys. Lett. 473 (2000) 13.
- [104] U. W. Heinz, J. Phys. G31 (2005) S717, nucl-th/0412094.
- [105] P. F. Kolb et U. W. Heinz, (2003), nucl-th/0305084.
- [106] E. Schnedermann, J. Sollfrank et U. W. Heinz, Phys. Rev. C48 (1993) 2462, nucl-th/9307020.
- [107] J. Adams et al., Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 182301, nucl-ex/0307024.
- [108] M. Estienne, J. Phys. G31 (2005) S273, nucl-ex/0412041.
- [109] H. Van Hecke, H. Sorge et N. Xu, Phys. Rev. Lett. 81 (1998) S764, nucl-th/9804035.
- [110] J. Adams et al., Nucl. Phys. A757 (2005) 102-183, nucl-ex/0501009.
- [111] Y. Akiba, Nucl. Phys. A774 (2006) 403-408, nucl-ex/0510008.
- [112] H. Van Hees, V. Greco et R. Rapp, Phys Rev. C73 034913 (2006).
- [113] J. Milošević et al, Nucl. Phys. A774 (2006) 503-506, nucl-ex/0510057.
- [114] G. Stephanek et al., Nucl. Phys. A774 (2006) 499-502, nucl-ex/0510067.
- [115] J.D. Bjørken, FERMILAB-PUB-82-59-THY.
- [116] M. Gyulassy et M. Plümer, Phys. Lett. B243 (1990) 432.
- [117] M. Gyulassy et X.N. Yang, Nucl. Phys. B420 (1994) 583, nucl-th/9306003.
- [118] R. Baier, Y.L. Dokshitzer, A.H. Mueller, S. Peigné et D. Schiff, Nucl. Phys. B483 (1997) 291, nucl-th/9607335.
- [119] S. S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 072303, nucl-ex/0306021.
- [120] S. S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 202301, nucl-ex/0601037.
- [121] I. Vitev et M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 252301, hep-ph/0209161.
- [122] N. Borghini, P. M. Dinh et J. Y. Ollitrault, Phys. Rev. C64 (2001) 054901, nucl-th/0105040.
- [123] STAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 072304.
- [124] M. Gyulassy et L. McLerran, Nucl. Phys. A750 (2005) 30-63, nucl-th/0405013.
- [125] T. Matsui et H. Satz, Phys. Lett. B178 (1986) 416.
- [126] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, K.D. Lane et T.M. Yan, Phys. Rev. D17 (1978) 3090-3095.
- [127] H. Satz, J.Phys. G32 (2006) R25, hep-ph/0512217.
- [128] M. Bedjidian et al., hep-ph/0311048.
- [129] F. Karsch et al., Z. Phys. C37 (1988) 617.
- [130] H. Satz, Rept. Prog. Phys. 63 (2000) 1511-1574.
- [131] D. Kharzeev et H. Satz, Phys. Lett. B334 (1994) 155.
- [132] H. Fritzsche, Phys. Rev. Lett. B67 (1977) 217.
- [133] R. Vogt, Phys. Rept. 310 (1999) 197.
- [134] T. Affolde et al., Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 2886, hep-ex/0004027.
- [135] C. H. Chang, Nucl. Phys. B172 (1980) 425.

- [136] F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 79 (1997) 584.
- [137] G. T. Bodwin, E. Braaten et G. P. Lepage, Phys. Rev. D51 (1995) 1125.
- [138] M. Beneke et M. Krämer, Phys. Rev. D55 (1997) 5269-5272.
- [139] M. Kramer, Prog. Part. Nucl. Phys. 47 (2001) 141, hep-ph/0106120.
- [140] M. C. Abreu et al., Phys. Rev. Lett. B466 (1999) 408-414.
- [141] B. Alessandro et al., Eur. Phys. J. C39 (2005) 335, hep-ex/0412036.
- [142] M. Sitta et al., J. Phys. G30 (2004) 1175, hep-ex/0405056.
- [143] A. Förster, J. Phys. G32 (2006) S51-S60, nucl-ex/0609039.
- [144] G. Borges et al., J. Phys. G32 (2006) S381-S390, hep-ex/0505065.
- [145] M. C. Abreu et al., Phys. Lett. B477 (2000) 28.
- [146] R. Vogt, Acta Phys. Hung. A25 (2006) 97-103, nucl-th/0507027.
- [147] A. Capella et E. G. Ferreira, Phys. Rev. C76 (2007) 064906, hep-ph/0610313.
- [148] Andry M. Rakotozafindrabe, J. Phys. G32 (2006) S525-S528, nucl-ex/0607013.
- [149] R. Vogt, Phys. Rev. C71 (2005) 054902, hep-ph/0411378.
- [150] F. Karsch, D. Kharzeev et H. Satz, Phys. Lett. B637 (2005) 75, hep-ph/0512239.
- [151] W. Cassing et E. L. Bratkovskaya, Phys. Rept. 308 (1999) 65.
- [152] P. Senger, Prog. Part. Nucl. Phys. 53 (2004) 1.
- [153] ALICE Collaboration, ALICE Technical Proposal, CERN-LHCC 95-71 (1995).
- [154] P. Crochet, Eur. Phys. J. C43 (2005) 437.
- [155] H. Satz, Nucl. Phys. A783 (2007) 249-260, hep-ph/0609197.
- [156] J. P. Blaizot et J. Y. Ollitrault, Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 1703.
- [157] J. P. Blaizot, P. M. Dinh et J. Y. Ollitrault, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 4012-4015.
- [158] X. Zhu, P. Zhuang et N. Xu, Phys. Lett. B607 (2005) 107-114, nucl-th/0411093.
- [159] A. Capella et D. Sousa, LPT-Orsay-03-36 (2003), hep-ph/0305196.
- [160] A. Capella et D. Sousa, LPT Orsay 03-17 (2003), nucl-th/0303055.
- [161] A. Capella et D. Sousa, Phys. Lett. B511 (2001) 185.
- [162] M. Nardi et H. Satz, Phys. Rev. Lett. B442 (1998) 14.
- [163] S. Digal, S. Fortunato et H. Satz, Eur. Phys. J. C32 (2004) 547-553, hep-ph/0310354.
- [164] L. Grandchamp et R. Rapp, Nucl. Phys. A709 (2002) 415-439, hep-ph/0205305.
- [165] M. J. Leitch et al., Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 3256-3260, nucl-ex/9909007.
- [166] PROPOSAL NA60, CERN-SPSC-2000-010, SPSC/P316, 7 mars 2000.
- [167] L. Anderson et al., Nucl. Instr. Meth. A223 : 26,184 (1984) 11-14.
- [168] NA60 Collaboration, Memorendum CERN/SPSC 2000-025 (2000).
- [169] NA60 Collaboration, Memorendum CERN/SPSC 2003-001 (2003).
- [170] V. Palmieri et al., Nucl. Instr. Meth. A413 (1998) 475-478.
- [171] NA60 Collaboration, Memorendum CERN/SPSC 2002-009 (2002).
- [172] NA60 Collaboration, Memorendum CERN/SPSC 2003-035 (2003).



- [173] K. Banicz et al., NA60 Internal Note 2001-2 (2001).
- [174] H. K. Wöhri et al., "XLIII International Winter Meeting on Nuclear Physics", Bormio, Italie, Mars 2005.
- [175] NA60 Collaboration, Memorendum CERN/SPSC 2003-028 (2003).
- [176] J. Van Hunen et al., CERN-ALI-2001-015 (2001).
- [177] J. M. Heuser et al., Nucl. Instr. and Meth. A560 (2006) 9-13.
- [178] J. M. Heuser et al., Communication to the CBM tracking Week (2005).
- [179] S. Damjanovic et al., Hot Quark 2006, Villasimius, Sardinia.
- [180] J. Y. Grossiord et al., NA60 Internal Note 2002-1 (2002).
- [181] CERN ALICE DAQ group, ALICE DATE user's guide, January 2001.
- [182] ALICE 00/31 Internal Note/DAQ 41.
- [183] R. Shaoyan, Thèse, Universidade Técnica de Lisboa (2001).
- [184] R. Shahoyan, CBM tracking Workshop, GSI, January 2005.
- [185] K. Pearson, Philosophical Magazine, vol. 2, pp. 559-572, 1901.
- [186] H. Hotelling, J. Educ. Psych. vol. 24, pp. 417-441, 1933.
- [187] L. Ducroux et A. Guichard, NA60 Note 2002-7, December 6, 2002.
- [188] A. David, Thèse, Universidade Técnica de Lisboa (2006).
- [189] G. Agakichiev et al., Phys. Lett. B491 (2000) 59-66.
- [190] A. David, Nucl. Phys. A783 (2007) 205c-210c.
- [191] R. Shaoyan et al., Eur. Phys. J. C 43 (2005) 209.
- [192] V. Blobel et C. Kleinwort, Contribution to the Conference on Advanced Statistical Techniques in Particle Physics, Durham, 18-22 March 2002, hep-ex/0208021.
- [193] NA60 Collaboration, Memorendum CERN/SPSC 2005-014.
- [194] R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul et J. C. Lasalle, "GEANT : Simulation program for particle physics experiments. User guide and reference manual", CERN-DD-78-2-REV.
- [195] K. Werner, Phys. Rept. 232 (1993) 87-299.
- [196] K. Werner et P. Koch, Z. Phys. C47 (1990) 215-226, preprint CERN-TH-5575/89.
- [197] J. C. Collin et D. E. Sopper, Phys. Rev. D16 (1977) 2219.
- [198] A. Bialas et al., Nucl. Phys. B111 (1976) 461.
- [199] A. Colla, Thèse, Università Degli Studi Di Torino (2004).
- [200] M. Floris, Thèse, Università Degli Studi Di Cagliari (2004).
- [201] Wu Tao, Thèse, Université Paris XI (2003).
- [202] NA50 Collaboration, CERN-PH-EP/2004-052, 15 Septembre 2004
- [203] Private communication 2009
- [204] Pedro Ramalhte, NA60 note 2007-03
- [205] Denis Jouan, communication interne NA50, février 2006



## Résumé

La théorie prévoit, qu'aux premiers instants de l'univers, la matière a pu exister sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons (QGP). Les collisions d'ions lourds à des énergies ultra-relativistes sont utilisées pour recréer cet état déconfiné de la matière. L'expérience NA50 au CERN a mis en évidence, entre autres, l'existence d'une suppression anormale du  $J/\Psi$  dans sa désintégration dimuon pour les collisions les plus centrales du système Pb-Pb.

La collaboration NA60 a permis, avec une précision accrue, d'améliorer et de compléter les résultats de NA50. Pour cela, le groupe NA60 a ajouté un spectromètre à « pixels » en amont de l'absorbeur de l'expérience NA50. L'un des résultats les plus remarquables de cette expérience a été de montrer que l'excès de dimuons observé aux masses intermédiaires était dû à des dimuons directs, ce qui pourrait être la première mise en évidence de dimuons thermiques.

Le travail de ce manuscrit s'inscrit sur l'expérience NA60 pour les collisions In-In à 158 GeV/c par nucléon et porte sur la production de la résonance  $J/\Psi$  en fonction de la centralité. Après corrections des effets d'acceptance et d'efficacité, la centralité est déduite de la multiplicité des traces en utilisant le code de simulation VENUS. La production du  $J/\Psi$  est normalisée aux événements de biais minimum qui sont insensibles à la production d'un QGP. Les résultats indiquent que la production du  $J/\Psi$  dans les collisions In-In est compatible avec l'absorption nucléaire de section efficace  $\sigma = 4.18 \pm 0.35\text{mb}$  et qu'il n'y a donc pas de suppression anormale et ceci quelque soit la centralité de la collision. Cette étude n'a porté que sur une partie des données In-In, la statistique complète doit permettre d'affiner et de confirmer ce résultat.

## Abstract

Theoretical physics envisages, at the first start of the world, that matter could exist as a Quark and Gluon Plasma (QGP). The heavy ion collisions in ultra-relativist energies are used to recreate this deconfined state of matter. NA50 experiment at CERN put into evidence, between others, the existence of an abnormal  $J/\Psi$  suppression in its dimuon channel for the most central lead-lead collisions.

NA60 collaboration allowed, with an improved precision, to ameliorate and to supplement NA50 results. One of the most remarkable results of this experiment was to show that the dimuon excess, noticed in the intermediate masses, was induced by direct dimuons what could be the first evidence for thermal dimuons. The job of this manuscript is related to NA60 experiment for In-In collisions at 158 GeV/c by nucleon and concerns the production of the resonance  $J/\Psi$  according to centrality. After corrections of the effects of acceptance and efficiencies, the centrality is deduced from the trace multiplicity by using the code of simulation VENUS. Production of  $J/\Psi$  is normalized to minimum bias events which are insensible to the production of QGP.

Results point out that production of  $J/\Psi$  in In-In collisions is compatible with nuclear absorption with a cross section  $\sigma = 4.18 \pm 0.35\text{mb}$ . There is no therefore abnormal suppression, whatever the centrality is. This study concerned only a fraction of In-In data, complete statistics must allow to refine and to confirm this result.